



TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI

Fakulta mechatroniky, informatiky a mezioborových studií

Studijní program: P2612 Elektrotechnika a informatika

Studijní obor: 3901V025 Přírodovědné inženýrství

**Experimentální výzkum proudu vzduchu
aktivně řízeného soustavou syntetizovaných
proudů**

**Experimental research of air flow actively
controlled using a system of synthetic jets**

Disertační práce

Vypracovala: Ing. Lucie Němcová

Školitel: Prof. Ing. Václav Kopecký, CSc.

Konzultant: Ing. Zdeněk Trávníček, CSc.

(2011)

Prohlášení

Byla jsem seznámena s tím, že na mou disertační práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb. o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci (TUL) nezasahuje do mých autorských práv užitím mé disertační práce pro vnitřní potřebu TUL.

Užiji-li disertační práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědoma povinnosti informovat o této skutečnosti TUL; v tomto případě má TUL právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Disertační práci jsem vypracovala samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací se školitelem Prof. Ing. Václavem Kopeckým, CSc. a konzultantem Ing. Zdeňkem Trávníčkem, CSc.

Datum:

Podpis:

Abstrakt

V této práci je experimentálně zkoumán osově symetrický proud vzduchu řízený soustavou čtyř syntetizovaných proudů umístěných v ústí trysky. Tato úloha je v současnosti řešena na mnoha pracovištích po celém světě.

Hlavní proud vzduchu je nejprve zkoumán bez aktivních syntetizovaných proudů. Poté následuje měření frekvenční charakteristiky a rychlostních profilů samostatného syntetizovaného proudu. Na základě získaných dat je ověřena možnost řídit hlavní proud syntetizovanými proudy ve čtyřech vybraných módech – osově symetrickém, rovinně symetrickém, bifurkačním a helikálním. Pozornost je věnována vhodnému nastavení parametrů (Reynoldsovo číslo, Strouhalovo číslo, amplituda řídicího proudu) pro co největší ovlivnění hlavního proudu. Výsledky jsou konfrontovány s dostupnou literaturou.

Proud je zkoumán metodou PIV (Particle Image Velocimetry) a anemometrem se žhaveným drátkem (pouze měření samostatných syntetizovaných proudů). Systém PIV byl pro potřeby měření periodického děje synchronizován s řídicím systémem generátorů syntetizovaných proudů.

Abstract

In this thesis axisymmetric air flow controlled using a system of four synthetic jets located round the jet exit is experimentally investigated. Presently, this problem is solved in many research centres in the whole world.

First, the main air flow is investigated by non-active synthetic jet actuators. After that, frequency characteristic and velocity profiles measurements of a single synthetic jet follow. On the basis of the data acquired the possibility of control the main jet in four selected modes – axisymmetric, plane symmetric, bifurcated and helical – is verified. Focus is on optimal settings of parameters (Reynolds number, Strouhal number, magnitude of the control jet) so that the influence on the main jet is maximal. Results are reviewed with scientific publications.

The air flow is investigated using PIV system (Particle Image Velocimetry) and using hot-wire anemometry (only for single synthetic jet measurements). For measurement of a periodic process, PIV system had to be synchronised with control system of synthetic jets generators.

Poděkování

Disertační práce vznikla za finanční podpory Výzkumného centra TEXTIL II, č. 1M0553, projektu Pulzující proudy pro řízení proudových polí, č. IAA200760801 a projektu Nestandardní aplikace fyzikálních polí, č. 02/08/H081.

Nejprve bych chtěla poděkovat svému školiteli Prof. Ing. Václavu Kopeckému, CSc. za jeho odborné vedení, vstřícný přístup a pomoc v průběhu mého studia. Velký dík patří i mému konzultantovi Ing. Zdeňku Trávníčkovi, CSc. za jeho zájem o moji práci a cenné rady při tvorbě publikací.

V neposlední řadě bych chtěla poděkovat svým rodičům za trvalou podporu během celých studií. Také děkuji svému manželovi Petrovi za pochopení a velkou pomoc s naší malou Stellinkou. Zvláštní dík patří babičce Němcové, která hlídala každou volnou chvíli a tím mi poskytla čas na dopsání práce.

Obsah

Titulní strana	I
Prohlášení	II
Abstrakt	III
Abstract	IV
Poděkování.	V
Obsah.	VI
Seznam obrázků	IX
Seznam vybraných symbolů	XIII
Seznam použitých zkratk	XVI
1. Úvod	1
1.1. Tekutinové proudy a koherentní proudové struktury	2
1.2. Syntetizované proudy – stav problematiky	3
1.2.1. Využití syntetizovaných proudů	10
1.3. Cíle disertace	12
2. Parametry proudění	15
2.1. Hlavní proud	17
2.2. Syntetizovaný proud	20
2.3. Interakce řídicího a hlavního proudu	22
2.4. Fázové průměrování	23
3. Metody měření	25

3.1. Laserový anemometrický systém PIV	25
3.1.1. Příprava sytících částic	28
3.1.2. Synchronizace systému PIV s měřeným dějem	29
3.1.3. Nejistoty měření PIV	31
3.2. Anemometr se žhaveným drátkem	34
3.2.1. Nejistoty měření anemometrem se žhaveným drátkem	35
3.2.2. Popis použitého anemometru	38
4. Experimentální uspořádání zkoumané trysky	39
4.1. Hlavní tryska.	39
4.2. Generátor samostatného syntetizovaného proudu	40
4.3. Kompletní tryska	41
4.4. Definice souřadnic	43
4.5. Parametry experimentů	44
5. Výsledky experimentů	46
5.1. Osově symetrický proud (hlavní proud bez řízení).	46
5.2. Samostatný syntetizovaný proud	50
5.2.1. Termoanemometrická měření – frekvenční charakteristiky	51
5.2.2. Termoanemometrická měření – rychlostní profily.	54
5.2.3. Měření PIV – proudové pole, vířivosti a rychlostní profily	59
5.2.4. Kritérium existence syntetizovaného proudu	68
5.3. Aktivně řízený proud.	70
5.3.1. Účinek řídících proudů v závislosti na Reynoldsově a Strouhalově čísle	82
5.3.2. Bifurkační rozšíření proudu v závislosti na frekvenci oscilací řídících proudů	87
5.3.3. Interakce proudů z pohledu věty o změně hybnosti	91
5.3.4. Objasnění vlivu parametrů Re , St , a c_m	93
5.4. Diskuse hlavních výsledků	94

6. Závěry	97
6.1. Výhledy do budoucnosti	99
 Literatura	 100
Vybraná publikační činnost autorky	105
 Přílohy	 107
I Nastavení systému PIV	108
II Proud v módech A, B, C a D během cyklu	109
III Doplnění výsledků k obr. 5.3-3 – rychlostní profily pro $f = 190$ Hz, $Re = 5000$, $St = 0,24$	113
IV Doplnění výsledků k obr. 5.3-5 a 5.3-6 – Změna rychlosti v ose trysky v průběhu jednoho cyklu v módech B a C	114
V Doplnění výsledků k obr. 5.3-10 a 5.3-11 – Bifurkační rozšíření v závislosti na frekvenci oscilací řídicích proudů	116

Seznam obrázků

1-1	Příklad syntetizovaného proudu generovaného oscilací dvojice membrán proti sobě stojících reproduktorů [10]	4
2-1	Oblasti turbulentního proudu	18
3-1	Základní princip měření systémem PIV (modifikováno z [43])	26
3-2	(a) Zpracování PIV obrazu; (b) korelační vrchol při vzájemné korelaci [modifikováno z 43]	27
3-3	Schéma zapojení přívodu vzduchu s generátorem sytících částic	29
3-4	Blokové schéma synchronizace	30
3-5	Časové schéma synchronizace	31
3-6	Základní princip měření systémem CTA (modifikováno z [43])	34
4-1	Uspořádání popisovaného experimentu; 1: přívod vzduchu, 2: mřížka, 3a, 3b: uklidňovací komory, 4: usměrňující voština, 5: kontrakční tryska, 6: zkoumaný proud.	40
4-2	Schéma segmentu vyrobeného pro měření řídicího syntetizovaného proudu	41
4-3	Model systému čtyř generátorů pro kompletní tryšku v axonometrickém zobrazení; 1: propojení hadičkou s komůrkou generátoru, 2: výstupního štěrbinu generátoru 1,1 mm x 6,0 mm	42
4-4	Model kompletní trysky v axonometrickém zobrazení; 1: přívod vzduchu, 2: tryska hlavního proudu (obr. 4-1), 3: komůrka generátoru, 4: spojovací hadička, $l = 95$ mm, vnitřní průměr $\phi = 4,5$ mm.	43
4-5	Definice souřadnic, (a) hlavní tryska, (b) samostatný syntetizovaný proud	44
5.1-1	Osově symetrický proud při různých Re	47
5.1-2	Pokles rychlosti osově symetrického proudu na ose trysky pro $Re = 1600$	48

5.1-3	Rychlostní profily osově symetrického proudu pro $Re = 1600$, (a) naměřené profily, (b) porovnání naměřených profilů s profily dle literatury (Blevins [42], White [58])	49
5.2-1	Frekvenční charakteristika segmentu (A) a kompletní trysky (D)	52
5.2-2	Frekvenční charakteristika segmentu – porovnání napájení (A) a (B).	53
5.2-3	Porovnání kompletní trysky při odlišném napájení (D) a (E) a segmentu (C)	53
5.2-4	Porovnání syntetizovaného proudu ze segmentu připojeného k reproduktoru různě dlouhými hadičkami – (B) $l = 120$ mm, (C) $l = 95$ mm	53
5.2-5	Syntetizovaný proud z kompletní trysky, sonda umístěna blízko ústí jedné ze štěrbin (D, $x^{**} = 1,5$ mm), resp. uprostřed (F, $x^{**} = 5$ mm)	53
5.2-6	Rychlostní profily syntetizovaného proudu ve vzdálenostech $x^{**} = 2,5; 5$ a 10 mm, $f = 81$ Hz	55
5.2-7	Schéma trysky a znázorněný odklon proudu od osy x^* – polohy maxim rychlosti ve vzdálenostech $x^{**} = 2,5; 5$ a 10 mm od ústí trysky, $f = 81$ Hz	55
5.2-8	Schéma trysky a znázorněný odklon proudu od osy x^{**} – polohy maxim rychlosti ve vzdálenostech $x^{**} = 2,5; 5$ a 10 mm od ústí trysky; $f = 81$ Hz; polohy umístění sondy v měřeních (D) a (F), obr. 5.2-5.	56
5.2-9	Pokles fázově průměrné a střední rychlosti syntetizovaného proudu v závislosti na vzdálenosti od ústí trysky při $f = 81$ Hz.	56
5.2-10	Pokles rychlosti syntetizovaného proudu v závislosti na vzdálenosti od ústí trysky, $f = 81$ Hz	57
5.2-11	Fázově průměrované rychlosti během celé periody při $f = 81$ Hz, rychlost podél čárkované čáry z 5.2-7, resp. osy x^*	58
5.2-12	Syntetizovaný proud v rovině x^*z^* při $f = 81$ Hz v časech $t/T = 0,083–1,0$	60
5.2-13	Syntetizovaný proud v rovině x^*y^* při $f = 81$ Hz v časech $t/T = 0,083–1,0$	61
5.2-14	Syntetizovaný proud při $f = 30$ a 81 Hz ve fázích maximálních rychlostí vytlačování ($t/T = 0,25$) a nasávání ($t/T = 0,75$), v rovině x^*z^* , vektorové mapy jsou podbarveny mapami rychlosti	62
5.2-15	Syntetizovaný proud při $f = 30, 81$ a 190 Hz ve fázích maximálních rychlostí vytlačování ($t/T = 0,25$) a nasávání ($t/T = 0,75$) v rovině x^*y^* , vektorové mapy jsou podbarveny mapami rychlosti	63
5.2-16	Syntetizovaný proud při $f = 30$ a 81 Hz v čase $t/T = 0,25$ v rovinách x^*z^* a x^*y^* , vektorové mapy jsou podbarveny vířivostí	64

5.2-17	Profily rychlostí syntetizovaného proudu v rovině x^*z^* při $f = 30$ a 81 Hz v čase $t/T = 0,25$ ve vzdálenosti $x^* = 1,9$ mm, $y^* = 0,5$ mm	65
5.2-18	Profil proudu v rovině x^*z^* při $f = 30$ Hz ve fázích $t/T = 0,083; 0,33; 0,58$ a $0,83$ ve vzdálenosti $x^* = 1,9$ mm, $y^* = 0,5$ mm	66
5.2-19	Profil proudu v rovině x^*z^* při $f = 81$ Hz ve fázích $t/T = 0,083; 0,33; 0,58$ a $0,83$ ve vzdálenosti $x^* = 1,9$ mm, $y^* = 0,5$ mm.	66
5.2-20	Syntetizovaný proud měřený v rovině $x^{**}z^*$ a v rovině x^*z^* (s odklonem 11°), $f = 81$ Hz, $t/T = 0,5$	67
5.2-21	Rychlostní profil syntetizovaného proudu při $f = 81$ Hz a v čase $t/T = 0,5$, měřený bez odklonu od roviny $x^{**}z^*$ a s odklonem 11° od roviny $x^{**}z^*$; profil proudu v $x^* = 1,9$ mm, $y^* = 0,5$ mm, resp. $y^* = 0$ mm (v případě bez odklonu)	68
5.2-22	Kritérium existence syntetizovaného proudu.	69
5.3-1	Módy A, B, C, D, $f = 81$ Hz, $St = 0,32$, $t/T = 0,5$, $Re = 1600$, (a) vektorové mapy jsou podbarveny mapami velikosti vektoru rychlosti a (b) vířivostí proudu ω	73
5.3-2	Módy A, B, C, D, $f = 190$ Hz, $St = 0,24$, $t/T = 0,5$, $Re = 5000$, (a) vektorové mapy jsou podbarveny mapami velikosti vektoru rychlosti a (b) vířivostí proudu ω	75
5.3-3	Profil proudu v módech A, B, C, D při $f = 81$ Hz, $St = 0,32$, $t/T = 0,25$ ve vzdálenosti $x/D = 1; 2; 4$ a 6 nad tryskou, $Re = 1600$	77
5.3-4	Pokles rychlosti v ose proudu v módech A–D ($f = 81$ Hz, $St = 0,32$, $Re = 1600$) a kontinuální proud (CJ)	79
5.3-5	Změna rychlosti na ose trysky během jednoho cyklu, mód A, $f = 81$ Hz, $Re = 1600$	80
5.3-6	Změna rychlosti na ose trysky v průběhu jednoho cyklu, mód D, $f = 81$ Hz, $Re = 1600$	81
5.3-7	Proud v módu A při $f = 81$ Hz při různých Re , $t/T = 0,25$	84
5.3-8	Rozšíření proudu v módu C při $f = 30$ Hz při různých Re , $t/T = 0,5$	85
5.3-9	Šířka proudu $2r_{0,1}$ v módu C při $f = 30$ Hz (a), 81 Hz (b) a 190 Hz (c) ve vzdálenosti $x/D = 4$ a 6 nad ústím trysky v závislosti na Reynoldsově a Strouhalově čísle	86
5.3-10	Proud v módu C při $Re = 1600$, $t/T = 0,25$ a různých frekvencích oscilací řídících proudů, vektorové mapy jsou podbarvené rychlostí	88

5.3-11	Proud v módu C při $Re = 5000$, $t/T = 0,25$ a různých frekvencích oscilací řídících proudů, vektorové mapy jsou podbarvené rychlostí	89
5.3-12	Rozšíření proudu v módu C ve vzdálenosti $x/D = 4$ a 6 nad ústím trysky v závislosti na změně frekvence, Strouhalova čísla a Stokesova čísla, $Re = 1600$ a 5000 , $t/T = 0,25$	90
5.3-13	Elementární model interakce dvou stacionárních proudů	92

Seznam vybraných symbolů

A	[m ²]	plocha výstupního průřezu trysky, $A = \pi D^2/4$
A_{SJ}	[m ²]	plocha výstupního průřezu trysky generátoru, $A_{SJ} = h.l$
c_m		poměr hybností hlavního a syntetizovaného proudu
c_μ		poměr hybností hlavního a syntetizovaného proudu podle Tamburello a Amitay [23], $c_\mu = (8/\pi^2) c_m$
c_Q		poměr průtoků hlavního a syntetizovaného proudu
c_U		poměr rychlostí hlavního a syntetizovaného proudu
D	[m]	průměr ústí trysky
D_H	[m]	hydraulický průměr štěrbin generátoru $D_H = 2.h.l/(h+l)$
d	[s]	nastavitelné zpoždění signálu vyslaného laserem při záblesku
d_t	[m]	velikost obrazu částice
f	[Hz]	frekvence oscilací řídicích proudů
\vec{f}	[m.s ⁻²]	zrychlení způsobené objemovými silami
f_L	[Hz]	pracovní frekvence laseru
h	[m]	šířka štěrbin generátoru syntetizovaného proudu
l	[m]	výška štěrbin generátoru syntetizovaného proudu
L_0	[m]	délka vytlačeného sloupce tekutiny
M	[N]	tok hybnosti (průtočná hybnost)
M_0	[N]	tok hybnosti proudu vytékajícího z trysky
M_{0SJ}	[N]	průtočná hybnost syntetizovaného proudu na výstupu z generátoru
n		počet aktivních řídicích trysek
N_I		počet částic ve vyhodnocované oblasti

Nu		Nusseltovo číslo
p	[Pa]	tlak
P	[W]	příkon dodávaný aktuátorům
Q	[m ³ .s ⁻¹]	objemový tok tekutiny podél osy trysky
Q_0	[m ³ .s ⁻¹]	objemový tok tekutiny vytékající z trysky
R_a		dynamický rozsah systému PIV
Re		Reynoldsovo číslo hlavního proudu, $Re = U_0 D / \nu$
Re_{SJ}		Reynoldsovo číslo syntetizovaného proudu, $Re_{SJ} = U_{0SJ} D_H / \nu$
$r_{0,5}$	[m]	pološířka profilu proudu; radiální souřadnice profilu, na které je rychlost rovna polovině maximální rychlosti u_m
S		Stokesovo číslo, $S = (Re St)^{0,5} = D (f/\nu)^{0,5}$
St		Strouhalovo číslo hlavního proudu, $St = fD / U_0$
St_{SJ}		Strouhalovo číslo syntetizovaného proudu, $St_{SJ} = fD_H / U_{0SJ}$
Δt	[s]	čas mezi dvěma záblesky laseru
T	[s]	perioda oscilací řídicího proudu
T_L	[s]	čas mezi dvěma dvojblesky laseru
\vec{u}	[m.s ⁻¹]	vektor rychlosti proudu
u_a	[m.s ⁻¹]	periodické pulzace rychlosti
u_f	[m.s ⁻¹]	okamžité fluktuace rychlosti
u_m	[m.s ⁻¹]	rychlost na ose proudu
u_t	[m.s ⁻¹]	turbulentních fluktuace rychlosti
$u_{SJ}(t)$	[m.s ⁻¹]	okamžitá rychlost syntetizovaného proudu
U	[m.s ⁻¹]	okamžitá naměřená složka rychlosti ve směru hlavního proudu
U_{max}	[m.s ⁻¹]	amplituda rychlosti proudu
$\overline{U}_{pa} = U_{pa}$	[m.s ⁻¹]	fázově průměrovaná složka rychlosti ve směru hlavního proudu
$\overline{U}_{ta} = U_{ta}$	[m.s ⁻¹]	časově střední složka rychlosti ve směru hlavního proudu
$\overline{U}_{ta,SJ} = U_{SJ}$	[m.s ⁻¹]	časově střední složka rychlosti ve směru syntetizovaného proudu

U_0	[m.s ⁻¹]	časově střední rychlost v ústí trysky
U_{0SJ}	[m.s ⁻¹]	časově střední rychlost syntetizovaného proudu
α	[°]	poloviční úhel rozšiřování hlavního proudu
ε		součinitel kontrakce trysky
φ	[°]	fáze v oscilačním cyklu generátorů
ν	[m ² .s ⁻¹]	kinematická viskozita tekutiny
μ_i		pozice korelačního vrcholu
$\sigma(\mu_x)$		kombinovaná nejistota pozice korelačního vrcholu
$\sigma(\Delta x)$		nejistota posunutí jedné částice ve vyhodnocované oblasti
ω		vířivost, $\omega = (\partial u_y / \partial x) - (\partial u_x / \partial y)$
ρ	[kg.m ⁻³]	hustota tekutiny
τ	[s]	vytlačovací půlperioda oscilací řídicích proudů, $\tau = T/2$

Seznam použitých zkratek

CFD	Computational Fluid Dynamics
CJ	Continual Jet (kontinuální proud)
CTA	Constant Temperature Anemometry
PIV	Particle Image Velocimetry

1 Úvod

Řízení proudových polí je jednou ze známých možností, jak zlepšit parametry mnoha aplikací. Řízení proudových polí rozlišujeme pasivní nebo aktivní (Gad-El Hak [1], Fernholz [2]). Pasivní řízení spočívá výhradně v účelných úpravách geometrie, žádná energie se pro řízení nedodává. Příkladem pasivního řízení tekutinových proudů jsou nekruhové trysky nebo chlopně instalované do ústí trysky. Intenzifikace procesu směšování je způsobena především zvětšováním obvodu proudu (tzv. omočeného obvodu), na kterém dochází k přisávání tekutiny z okolí.

Aktivní řízení vždy vyžaduje dodávat energii pro realizaci řídicího působení. Příkladem jsou mechanicky pohyblivé elementy, cílené přivádění či odsávání tekutiny, popř. zavádění tlakových (popř. akustických) pulzací.

Tato práce sleduje případ aktivního řízení, kdy hlavním (primárním, řízeným) proudovým polem je osově symetrický proud vzduchu, a jeho aktivní řízení je realizováno soustavou syntetizovaných proudů. Případ je zkoumán moderními metodami experimentální mechaniky tekutin – metodou PIV (Particle image velocimetry) a anemometrem se žhaveným drátkem. Úvodní část této práce je rešerší, která uvádí přehled současného stavu sledované problematiky. Zároveň se zaměřuje na objasnění termínů, potřebných pro řešení vlastní úlohy.

1.1 Tekutinové proudy a koherentní proudové struktury

Osově symetrický proud vzduchu, vytékající z trysky mající kruhový příčný průřez, představuje hlavní (primární, řízené) proudové pole v této práci. Problematika tekutinových proudů zahrnuje řadu dílčích úloh transportu hmoty (a často i tepla – to ovšem není sledováno v této práci). Tyto úlohy se týkají problematiky směšování tekutin, stability proudění, vzniku a vývoje velkých koherentních struktur, přechodu laminárního proudění na turbulentní, popř. aeroakustiky.

Ve výzkumných laboratořích společnosti Boeing zkoumali v roce 1970 Crow a Champagne [3] možnosti snížení hluku trysky. Předpokládali, že turbulentní směšování tekutin je doprovázeno koherentními proudovými strukturami, jejichž znalost by usnadnila vývoj technických zařízení pro snížení hluku a zároveň by umožnila analýzu možných zdrojů hluku. Při svých experimentech zkoumali subsonický proud z kruhové trysky při měnícím se Reynoldsově čísle $Re = U_0 D / \nu$, kde U_0 je časově střední rychlost v ústí trysky, D je průměr jejího ústí a ν je kinematická viskozita tekutiny (zde většinou vzduch, v malé úvodní části též voda). Zjistili, že pokud se Reynoldsovo číslo zvyšuje od 100 do 1 000, nestability proudu se vyvíjejí v několika možných módech, od sinusoidy, přes spirálu až k řadě osově symetrických vln. Při Reynoldsově čísle 10 000 je smyková vrstva již velmi tenká a lze rozlišit dva druhy osově symetrických struktur: povrchové vlnění na sloupci proudu a řada rozměrných vírů. Povrchové vlnění závisí na tloušťce mezní vrstvy a zkracuje se zvyšováním Reynoldsova čísla směrem ke 100 000. Naopak struktura rozměrných vírů zůstává téměř stejná a vyznačuje se přibližně konstantním Strouhalovým číslem $St = 0,3$; přitom Strouhalovo číslo je bezrozměrným vyjádřením frekvence odplouvání těchto vírů, $St = fD/U_0$, kde f je tato frekvence. Crow a Champagne [3] uvedený případ $St = 0,3$ označili jako preferovaný mód („preferred mode“), při kterém je kruhový proud nejcitlivější na malé, uměle vyvolané vnější excitace působící na konci potenciálního jádra proudu. Thomas v roce 1991 [4] uvedl, že přirozená frekvence odplouvání vírových prstenců (tj. bez vnějšího buzení) může být i poněkud vyšší a obvykle se nachází v rozsahu $St = 0,25–0,85$. Toto rozmezí přičítal vlivu tloušťky mezní vrstvy v ústí trysky. Vlasov a Ginevski, 1980, [5] odvodili hodnotu pro nejvhodnější mód v rozmezí $St = 0,3–0,5$ na konci potenciálního jádra

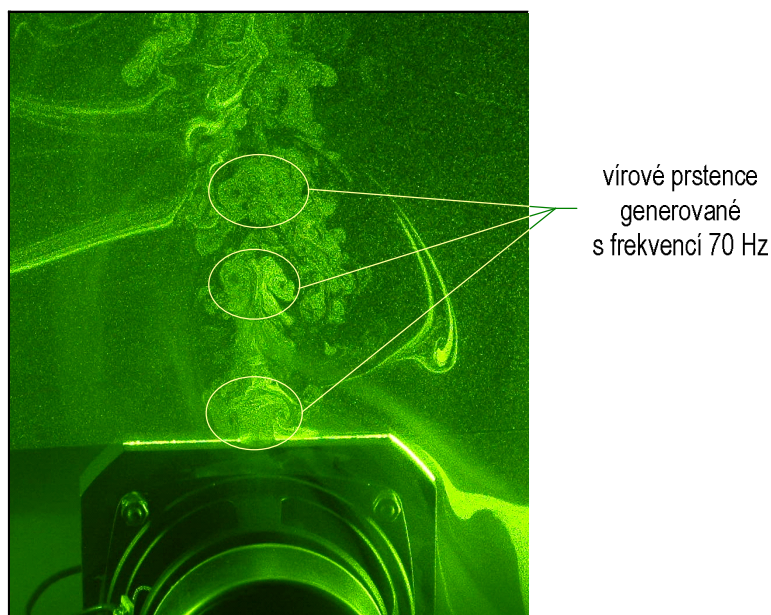
proudu. Změně Strouhalova čísla v závislosti na vzdálenosti od ústí trysky se věnovali Liu a Sullivan [6], kteří např. zjistili, že Strouhalovo číslo se směrem po proudu snižuje z $St = 1,23$ u ústí trysky na $St = 0,61$ ve vzdálenosti $x/D = 2,5$. Touto oblastí se zabývali i Gutmark a Ho [7]. Zjistili, že extrémně malé prostorově koherentní vzruchy v různých zařízeních mění počáteční podmínky laminární smykové vrstvy a rozdílné počáteční podmínky dokážou způsobit odlišný vývoj proudového pole, čímž vysvětlili zdánlivě nesouhlasná stanoviska v publikovaných člancích.

1.2 Syntetizované proudy – stav problematiky

Syntetizovaný proud (anglicky „synthetic jet“) je tekutinový proud, který je vytvářen z periodických pulzací tekutiny – Smith, Glezer [8]. Nejjednodušší typ generátoru má vcelku jednoduché schéma: uzavřená dutina je omezena membránou a s okolím je propojena vhodným otvorem či tryskou. Membrána je uvedena do oscilačního pohybu, poháněna je např. elektrodynamicky, piezoelektricky nebo mechanicky. Oscilace membrány způsobují oscilace tekutiny, která je v první části periody vytlačována otvorem z dutiny ven a v druhé části periody je zase nasávána dovnitř. V otvoru samotném je časově střední rychlost proudění nulová, proto je syntetizovaný proud označován též jako „proud s nulovým hmotnostním průtokem“ (anglicky „zero-net-mass-flux jet“ – Cater, Soria [9]). Ovšem ve větší vzdálenosti od otvoru se vytváří proud, mající již nenulový objemový tok. Takto vzniklý proud je nazýván syntetizovaný proud, obr. 1-1.

V následujícím textu je uveden přehled nejvýznamnějších dostupných publikací, které se problematice věnují ať již z pohledu základního výzkumu generátoru a dynamiky samotného proudu, anebo (v poslední době) též aplikací pro výše uvedené účely.

V podstatě jde o aplikaci principu známého již po staletí, kdy pomocí měchů rozdmýchávali oheň kováři. Ti také vytvářeli proud vzduchu, aniž by potřebovali přírodní potrubí nebo ventilátor. V moderní době byl tento princip pravděpodobně poprvé použit před více než půlstoletím (Dauphinee, 1957 [11]), i když tenkrát ještě nebyl používán termín „syntetizovaný proud“.



Obr. 1-1 Příklad syntetizovaného proudu generovaného oscilací dvojice membrán proti sobě stojících reproduktorů [10]

V roce 1998 publikovali Smith a Glezer práci *The formation and evolution of synthetic jets* [8], kde byl poprvé podrobněji popsán syntetizovaný proud vzduchu (anglický termín *synthetic jet* použil Prof. Glezer pravděpodobně poprvé již dva roky před tím v článku James a kol. [12]). Tento proud je tvořen (skládán) interakcí řady proti sobě jdoucích vírů, které se formují na hraně ústí trysky vlivem periodických pohybů pružné membrány v uzavřené dutině. Autoři práce [8] konstatovali, že ačkoliv je proud vytvářen bez přívodu vzduchu, je hybnost proudu nenulová. Po sobě jdoucí vírové páry se neslučují a nenastávají ani jiné subharmonické interakce. Každý vír z páry se nakonec rozpadne do turbulence. Potom se zpomaluje, ztrácí svoji identitu a rozplyne se do nerozeznatelné součásti hlavního proudu. Dráhy vírových párů při dané frekvenci utváření a délce vytlačeného sloupce tekutiny zpomalují nezávisle na velikosti utvářecího impulsu a blízko ústí trysky jejich rychlost klesá úměrně vzdálenosti po proudu, zatímco střední rychlost proudu se zvyšuje. Dále od ústí trysky je syntetizovaný proud, vynesení v běžných podobnostních souřadnicích, podobný standardnímu proudu příčným rozložením časově průměrné rychlosti a tomu odpovídajícími turbulentními fluktuacemi, které se blíží k rozpadu. Naopak v porovnání s běžnými proudy je úbytek rychlosti podél osy proudu o něco vyšší: $\sim x^{-0.58}$ pro dvourozměrný případ – pro který má běžný proud pokles rychlosti $\sim x^{-0.5}$, viz např. Schlichting a Gersten [13]. Přitom

rozšiřování syntetizovaného proudu podél osy proudu a nárůst jeho objemového průtoku jsou nižší.

Po průkopnické práci autorů Smith a Glezer [8] následovala řada dalších prací, zabývajících se syntetizovanými proudy, např. Cater a Soria [9], kteří syntetizovaný proud nazvali „proud s nulovým hmotnostním průtokem“ (anglicky „zero-net-mass-flux jet“), aby zdůraznili skutečnost, že v otvoru generátoru je výsledný hmotnostní tok nulový, neboť z bilance hmoty vyplývá, že hmotnost tekutiny nasáté do dutiny je stejná jako hmotnost následně vytlačená. Metodou Particle Image Velocimetry (PIV) zkoumali strukturu a proudové charakteristiky syntetizovaného proudu ve vodě. Nastavovali různé modely proudu a vytvořili parametrický popis proudu. Pomocí vektorových map z měření PIV popsali rychlostní profily ve vzdáleném poli proudu. Porovnávali proudové veličiny a turbulentní statistiky syntetizovaného proudu s měřením kontinuálního proudu na totožné trysce. V souvislosti s tím zkoumali vírové struktury v rovině mimo osu trysky, aby vysvětlili mechanismus odpovědný za rozdíl rozšiřování syntetizovaného proudu oproti kontinuálnímu. Zároveň navrhli koncepční model pro syntetizované proudy v blízkosti ústí trysky pro Strouhalova čísla významně menší než jedna, aby bylo možné vysvětlit pozorované chování syntetizovaných proudů.

Holman a kol. [14] navrhli a ověřili podmínky existence syntetizovaného proudu. Existenci proudu posuzovali podle výskytu časově střední rychlosti ve směru podél osy proudu. Ukázali, že v širokém rozsahu pracovních podmínek je existence syntetizovaného proudu spojena s kritickou hodnotou tří podobnostních čísel: Strouhalovým číslem St_H , Reynoldsovým číslem Re_H a Stokesovým číslem S_H (Index H je zde zaveden pro upozornění na odlišnost definic bezrozměrných parametrů v práci Holman a kol. [14], oproti běžnějším a v této disertační práci upřednostňovaným definičním rovnicím v části 2.2, viz rovnice (2.2-3)–(2.2-5)). Provedli numerické simulace, experimenty a použili data z dostupné literatury, týkající se dvourozměrných i osově symetrických syntetizovaných proudů. Podmínku existence syntetizovaného proudu formulovali do tvaru $1/St_H = Re_H/S_H^2 > K$, kde konstanta $K = 1$ platí pro dvourozměrný a $K = 0,16$ pro osově symetrický syntetizovaný proud.

Přestup tepla na stěně obtékané proudem vzduchu cyklicky vyfukovaným a nasávaným (tj. impaktním syntetizovaným proudem, řečeno dnešní terminologií) pravděpodobně poprvé prezentovali Yassour a kol. v r. 1986 – tenkrát pouze na úrovni konferenčního příspěvku [15]. V časopisech byl pravděpodobně poprvé přestup tepla na stěně obtékané

impaktním syntetizovaným proudem publikován až v roce 2003, a to hned ve dvou nezávislých člancích: Trávníček a Tesař [16] a Kercher a kol. [17].

Trávníček a kol. [18] se zaměřili na spojení výhod proudu dopadajícího na povrch (tzv. impaktní proud) a syntetizovaného proudu. Využili skutečnosti, že impaktní proud dosahuje vysokého přestupu tepla a hmoty na ofukovaném povrchu a syntetizovaný proud lze generovat relativně jednoduchými generátory, takže není zapotřebí přívodní potrubí vzduchu. Navíc oscilace syntetizovaného proudu mohou dokonce zvýšit transportní procesy na obtékaném povrchu. Popisovaný impaktní syntetizovaný proud vzduchu vycházel z otvoru generátoru o průměru 8,0 mm. Úloha byla zkoumána experimentálně (pomocí kouřové vizualizace, drátkové anemometrie a naftalenové sublimační metody) i numericky za použití softwaru FLUENT. V práci popsali chování syntetizovaného proudu a rozložení transportních součinitelů přestupu tepla a hmoty na obtékaném povrchu.

Di Cicca a Iuso [19] experimentálně zkoumali osově symetrický syntetizovaný proud vytvářený oscilujícím pístem. Experiment byl prováděn ve vodě a pro měření okamžitých rychlostních polí byla využita metoda PIV. Rychlostní pole zkoumali pro tři různá Reynoldsova čísla ($Re = 1290$; 2000 a 3400) od ústí trysky až do vzdálenosti $x/D = 6$. Analýza struktury proudu ukázala, že během vytlačovací půlperiody je proud tvořen jedním vírovým prstencem nebo několika po sobě jdoucími prstenci v závislosti na nastavení parametrů trysky.

Smith a Glezer [20] experimentálně zkoumali interakci primárního proudu vzduchu vytékajícího z trysky čtvercového průřezu a stejným směrem orientovaným syntetizovaným proudem. Obě trysky měly stejný jeden rozměr na délku, ale tryska syntetizovaného proudu byla jen úzká štěrbina o šířce $1/25$ z většího rozměru. Detailní měření proudu pomocí PIV ukázalo, že primární proud tekutiny je směřován k otvoru syntetizovaného proudu a interakce mezi proudy vede k formování uzavřené recirkulační oblasti. Současné utváření oblasti s nízkým tlakem mezi proudy vedlo k vychýlení primárního proudu směrem k syntetizovanému proudu, a to i přes absenci rozšířené řídící plochy, např. difuzoru – který lze použít pro zesílení řídícího efektu (viz např. Avihar a kol. [21]). Smith a Glezer [20] konstatovali, že pro danou sílu syntetizovaného proudu a rychlost primárního proudu závisí síla směřování proudu hlavně na objemovém průtoku primárního proudu, který je odkláněn směrem k syntetizovanému proudu. Tento objemový průtok je regulován snížením toku strhávané okolní tekutiny pomocí malého rozšíření ústí generátoru. Odezvu primárního

proudu na vynucené směřování zkoumali s využitím modulace řídicího signálu. Charakteristický čas odezvy a úhel odklonu se snižoval úměrně s rychlostí primárního proudu.

Avihar a kol. [21] vyšetřovali proud vzduchu, vytékající z poměrně velké trysky o rozměrech průřezu $152 \text{ mm} \times 51 \text{ mm}$. Vytékající proud byl řízen čtyřmi piezoelektrickými generátory syntetizovaných proudů. Pro zesílení řídicího účinku navazoval na ústí hlavní trysky krátký difuzor. Avihar a kol. [21] experimentálně prokázali splnění svého cíle – uvedení hlavního proudu do rotace bez nutnosti použít obvyklých, mechanicky vychylovaných klapek.

Tamburello a Amitay [22, 23] experimentálně zkoumali řízení hlavního proudu nejprve pomocí kontinuálních řídicích proudů [22], a následně pomocí syntetizovaných proudů [23]. V první práci [22] experimentálně zkoumali mechanismus směšování, rozšiřování a směřování osově symetrického proudu ($D = 4 \text{ mm}$, $Re = 26500$ a 6600) v interakci s dvěma kontinuálními řídicími proudy. Proudové pole bylo proměřováno metodou PIV, kdy byla zkoumána interakce hlavního proudu s řídicími proudy pro různé koeficienty hybnosti (koeficient hybnosti, neboli poměr hybnosti řídicího proudu a proudu hlavního bude definován v následujícím textu rovnicemi (2.3-1)–(2.3-5)). Vyhodnoceny byly interakce v různých vzdálenostech od ústí trysky pro různá Reynoldsova čísla. Řízení při malých koeficientech hybnosti mělo stabilizační účinek, kdy v blízkosti ústí byl proud rozšířený a došlo tak ke snížení turbulence. Naopak při vyšších koeficientech hybnosti byla zjištěna vyšší úroveň směšování a destabilizace proudu stejně jako brzký přechod proudu do turbulence. Konstatovali, že účinek řídicích proudů na změnu hlavního proudu je tím výraznější, čím blíže ústí trysky nastává interakce proudů stejně jako při nižších Reynoldsových číslech.

V další práci Tamburello a Amitay [23] vyšetřovali efekt syntetizovaných proudů umístěných v různých výškách nad tryskou, od $0,4 D$ do $1,4 D$ při $Re = 6600$. Budící frekvence byla 1000 Hz , což odpovídalo $St = 0,16$. Mechanismus působení spočívá na dvou vlivech: jednak přímé působení hybnosti řídicího proudu, jednak zesílení nestabilních módů hlavního proudu. V této práci opět ukázali velký význam koeficientu hybnosti (viz rovnice (2.3-5) v následujícím textu). Prokázali, jak zvyšováním koeficientu hybnosti proniká syntetizovaný proud hlouběji do hlavního proudu trysky, vytvářejí se větší vírové struktury a rozšiřuje se hlavní proud. Se zvětšováním vzdálenosti mezi ústím trysky a syntetizovanými proudy klesá účinnost řízení, což se projevuje menším směřováním proudu („jet vectoring“), slabšími vírovými strukturami

a nižší turbulenci. Uvedli, že v porovnání s kontinuálním řídicím proudem se stejným koeficientem hybnosti a umístění nad tryskou jsou efekty řídicích proudů významně odlišné. Závisí totiž na vzájemném vztahu budící frekvence syntetizovaného proudu a vlastní frekvence hlavního proudu – např. již výše diskutovaný preferovaný mód, Crow a Champagne [3]. Periodický charakter buzení může zesilovat tendence hlavního proudu k nestabilitě.

Ben Chiekh a kol. [24] experimentálně zkoumali metodou PIV proud vzduchu vycházející z trysky s obdélníkovým ústím v interakci s párem generátorů syntetizovaných proudů umístěných symetricky k ose hlavního proudu. Hledali podmínky, za kterých dosáhnou pomocí syntetizovaných proudů co největšího rozšíření hlavního proudu. Frekvence oscilací syntetizovaných proudů byla blízká preferovanému módu hlavního proudu. Největšího rozšíření hlavního proudu dosáhli, pokud byly syntetizované proudy střídavě přepínány, přičemž každý z generátorů byl spuštěn několik cyklů před přepnutím. Pro zkoumanou geometrii trysky a Re stanovili, že pro maximální rozšíření je nejvhodnější poměr $f_s/f_{al} = 10$, kde f_s je frekvence syntetizovaných proudů a f_{al} frekvence přepínání.

Pomocí trojrozměrné numerické simulace (3D CFD) zkoumali Mallinson a kol. [25] syntetizovaný proud vytvářený generátorem ve stěně mikrokanálku čtvercového průřezu $400\ \mu\text{m} \times 400\ \mu\text{m}$ při frekvencích 50 kHz a 100 kHz. Porovnávali chování samostatných vírových struktur syntetizovaného proudu bez proudění v kanálku a poté jejich interakci s příčným proudem. Zjistili, že v interakci s příčným proudem se zlepšuje pronikání víru se zvyšující se frekvencí a amplitudou výchylky membrány ($5\ \mu\text{m}$ a $10\ \mu\text{m}$). Největší působení syntetizovaného proudu vyhodnotili v blízkosti ústí dutiny. V samotném ústí popsali trojrozměrné proudění, které bylo výraznější s poklesem poměru hybností hlavního a řídicího proudu.

Jiné varianty obdobné úlohy (sdílení tepla na stěně mikrokanálku, zvyšované syntetizovanými proudy) bylo zkoumáno v nedávné době numericky (Timchenko a kol. [26]) a experimentálně (Trávníček a kol. [27]). Jak se prokázalo, působením syntetizovaných proudů bylo možno zvýšit podstatně přestup tepla, až $30\times$ v místech stagnačních bodů [27].

Koso a Kinoshita [28] experimentálně zkoumali kruhový turbulentní proud v interakci s anulárním syntetizovaným proudem. Anemometrem se žhaveným drátkem měřili střední a turbulentní složky rychlosti při $Re = 6400$. Zjistili, že průměr proudu se zvyšuje dokonce i tehdy, když intenzita řídicího proudu je příliš slabá na to, aby byl

generován syntetizovaný proud. To přisoudili vlivu zavedení akustických poruch do hlavního proudu, které vyvolávají nestabilitu ve smykové vrstvě, která je pak unášena dále po proudu. Při větších amplitudách oscilací, kdy je již generován silný syntetizovaný proud, je rychlost proudu vyšší a šířka větší než u proudu bez řídicích syntetizovaných proudů. Jelikož se jedná o koaxiální uspořádání, je hybnost primárního kruhového proudu zvyšována o hybnost anulárního syntetizovaného proudu. Kouřová vizualizace ukázala, jak vlivem buzení narůstá rozšiřování primárního proudu. Tyto výsledky porovnali s experimenty při nižším $Re = 3100$ a konstatovali, že nárůst směšování je kvalitativně stejný pro obě Reynoldsova čísla, přičemž menší amplitudy řídicího syntetizovaného proudu jsou efektivnější při nižších Reynoldsových číslech.

Lee a kol. [29] se zabývali zejména konstrukcí piezoelektrického generátoru a jeho použití pro řízení mezní vrstvy syntetizovaným proudem. Popsali piezoelektrický generátor, kde oscilujícím členem byla piezokeramická destička připevněná na tenké mosazné membráně. Výsledky ukázaly významné zvýšení účinnosti řízení při použití budících frekvencí blízkých přirozené frekvenci mezní vrstvy. Konstatovali, že budící frekvence je velmi důležitým parametrem při řízení odtržení a turbulence mezní vrstvy.

Amitay a kol. [30] zkoumali metodou PIV aktivní řízení proudění potrubím pro potřeby leteckého průmyslu. Proměřovali dvě hlavní úlohy – jednak soustavu syntetizovaných proudů samotných, jednak dvourozměrný difuzor s řídicími syntetizovanými proudy. Pole generátorů bylo umístěno nejčastěji uvnitř oblasti odtržení proudění od stěny difuzoru. Působení soustavy syntetizovaných proudů vedlo k úspěšnému znovupřilnutí odtrženého proudění při rychlostech proudu až 0,2 Mach a k částečnému znovupřilnutí proudu při rychlostech až 0,3 Mach. Amitay a kol. [30] navíc prokázali, že řídicí syntetizované proudy dokážou způsobit znovupřilnutí proudění dokonce i když jsou umístěny dále po proudu, až za oblastí odtržení. Přitom postačuje již velmi malá úroveň hybnosti řídicích syntetizovaných proudů – řádově $c_\mu \sim 10^{-4}$ (tento koeficient hybnosti je definován v následujícím textu rovnicí (2.3-5)).

Vukasinovic a Glezer [31] experimentálně zkoumali proudové a teplotní pole při chlazení elektronického elementu syntetizovaným proudem. Proudové pole proměřovali pomocí PIV, teplotní pole pomocí soustavy termočlánků. Konstatovali, že působením syntetizovaného proudu klesá teplota elementu podstatně rychleji. Významným efektem je přísávání „čerstvého“ chladného vzduchu z okolí do zkoumané oblasti. Tento efekt klesá se zmenšováním mezery mezi ústím trysky a chlazeným povrchem elementu, a proto pak klesá také celkový koeficient přenosu tepla. Nicméně i při poměrně malé

mezeře mezi oběma povrchy (řádově průměr trysky) dochází stále ještě k dostatečnému přísávání chladného vzduchu z okolí a dosahuje se tak významného chladícího efektu.

Trávníček a kol. [32] experimentálně studovali kruhový impaktní proud vzduchu řízený systémem syntetizovaných proudů umístěných po obvodu ústí trysky. Záměrem bylo vyšetřit vliv řízení proudu na přenos tepla a hmoty na obtékané stěně. Motivací výzkumu bylo všeobecně přijímané tvrzení, že nestacionarity v proudovém poli mohou zvětšit přenos tepla. Pro porovnání měřili i referenční impaktní proud vzduchu z totožné trysky bez řízení. Vliv řízení byl demonstrován pomocí kouřové vizualizace a následně pak proměřován použitím PIV a naftalenové sublimační metody. Experimenty prokázaly, jak významně může aktivní řízení zvětšit úhel rozšiřování proudu a tedy i zvětšit oblast intenzivního přenosu tepla z obtékané stěny (i když maximální hodnoty transportních součinitelů v centrální oblasti se rozšiřováním proudu snižují). Rovněž bylo potvrzeno, že aktivní řízení nezpůsobuje zvětšení přenosu tepla automaticky za každých podmínek – největší intenzifikace procesu byla dosažena v případech nejmenších zkoumaných vzdáleností mezi tryskou a stěnou (konkrétně 2 průměry trysky). Hlavní výsledky této práce [32] byly dále zpřesněny, doplněny a publikovány v článku Trávníček a kol. [33].

V České republice se problematice syntetizovaných proudů věnuje Ústav termomechaniky AV ČR již od r. 2001 – zpracováno nejprve ve výzkumné zprávě [34], potom publikováno [16, 18, 27, 35]; velmi brzy poté následovala řada dalších spolupracujících institucí: TU v Liberci [10, 32, 33], ČVUT v Praze a AHT Energetika s.r.o.

1.2.1 Využití syntetizovaných proudů

Syntetizované proudy mohou být využity v nejrůznějších aplikacích průmyslu. První velkou skupinu tvoří aplikace vyvíjené pro řízení proudových polí. Těmi jsou např.:

- **směrování proudu tekutiny ve vnější aerodynamice (jet vectoring)**
 - V těchto aplikacích může být řídicí syntetizovaný proud orientován buď paralelně s hlavním proudem nebo kolmo k němu.

- **intenzifikace směšování**
 - Intenzifikace směšování pomocí syntetizovaných proudů má význam v mnoha chemických procesech, např. při spalování. Soustava syntetizovaných proudů může zlepšit směšování paliva a vzduchu, což přispěje ke zlepšení parametrů zařízení a může např. zvýšit výkon, snížit škodlivé emise, popř. zmenšit celkové rozměry.
- **silové působení pro ovládání pohybu**
 - Např. pro řízení autonomních prostředků ve vzduchu i ve vodě. Jde o bezpilotní zařízení, kde bude velmi vítána možnost nahradit pohyblivé díly, např. klapky.
- **zvýšení přestupu tepla řízením hlavního proudu**
 - Tato aplikace má význam v makroměřítku (chlazení turbinových lopatek nebo elektronických součástek) i v mikroměřítku (chlazení mikroprocesorů).
 - Zajímavým příkladem výzkumů z poslední doby je chlazení elektroniky při velmi malých rozměrech, kdy proudění je často laminární a sdílení tepla proto malé.
- **řízení proudového pole ve vnitřní aerodynamice**
 - Typickým příkladem je řízení turbulence a řízení odtržení mezní vrstvy. Například průtok široce rozevřeným difuzorem, který je náchylný k odtržení od stěny, je možno pomocí syntetizovaných proudů stabilizovat. Potlačení nežádoucího odtržení proudu pak velmi účinně snižuje energetické ztráty.
- **řízení proudového pole ve vnější aerodynamice**
 - Příkladem může být řízení turbulence a řízení odtržení mezní vrstvy. To může v důsledku přinášet snížení odporu, zvýšení vztlaku, popř. snížení hluku. Další možnosti uplatnění lze najít na profilech křídel letadel nebo na lopatkách vrtulníků. Některé případy jsou interpretovány jako tzv. „virtuální změna tvaru“ profilu („virtual shaping effect“).

Další aplikace představují samostatné užití syntetizovaného proudu. Pulzační charakter proudu a jeho vysoká hodnota turbulence dává velmi dobré předpoklady pro dosažení vysokých hodnot součinitele přestupu tepla. Možné uplatnění syntetizovaného proudu

se proto nachází například v oblasti chlazení integrovaných obvodů nebo mikroprocesorů. Dále se zkoumá např. využití v textilním průmyslu pro impaktní sušení textilií.

1.3 Cíle disertace

Tato práce se zaměřuje na experimentální výzkum aktivně řízeného proudu vzduchu. Jednou z mnoha inspirací byl článek autorů Reynolds a kol. [36], kteří rozmítali osově symetrický proud vzduchu do prostoru. Používali k tomu poměrně komplikovaný systém dvou mechanických vibračních systémů, kterými zaváděli do proudu nezávisle axiální a obvodové (helikální) oscilace. Vycházeli ze známé skutečnosti, že oblast vyvinutého turbulentního proudu je determinovaná především počáteční hybností vlastního proudu. Ovšem různé počáteční podmínky při výtoku z ústí trysky se mohou projevit významně i v oblasti vyvinutého proudu. Reynolds a kol. [36] popsali, jak je možno vhodně zvoleným poměrem frekvence axiálních a obvodových budících kmitů proud rozdělit do dvou samostatných proudů (bifurkační proud). Přitom každý z nich nese polovinu hybnosti původního proudu a chová se obdobně jako samostatný proud. Proud lze rozdělit i do tří dílčích proudů – (trifurkační proud). Jiné poměry mohou vytvořit tzv. „rozkvetlý“ proud („blooming jet“), který je vytvořen rozmítáním hlavního proudu do mnoha směrů. Výsledný proud je potom naprosto odlišný od původního proudu. Uvedli také, že všechny typy rozmítaných proudů disponují vždy mnohem větší intenzitou směšování než běžné kontinuální proudy, což naznačuje možné výhody a aplikační možnosti. Např. tepelnou stopu za tryskovým motorem lze tímto způsobem významně zkrátit pomocí vhodně navrženého aktivního řízení výtoku hnacích spalín z motoru. Klíčem k úspěšnému řízení proudu je podle autorů [36] působení na velké vírové struktury v oblasti těsně za ústím trysky. Významnost těchto cílů ukazují i rozsáhlé výzkumy akustického působení na výtok proudu – např. Lepičovský a kol. [37].

V této práci je experimentálně zkoumán aktivně řízený proud vzduchu. Na rozdíl od nepraktického a komplikovaného systému dvou mechanických vibračních systémů [36] je zde použito výhodnějšího způsobu řízení pomocí syntetizovaných proudů.

Přítom výhodností je míněna téměř úplná eliminace mechanicky pohyblivých součástí – jedinou malou výjimkou jsou oscilující membrány generátorů.

Tématem této disertační práce je výzkum tekutinového proudu, řízeného soustavou syntetizovaných proudů. Pro tento účel je použit osově symetrický proud vzduchu vytékající z vhodně upravené trysky, která má po obvodu ústí rozmístěny čtyři nezávislé generátory řídících syntetizovaných proudů.

O aktuálnosti tématu svědčí skutečnost, že úlohy obdobného typu jsou v současnosti intenzivně zkoumány na mnoha předních institucích světa (např. Tamburello a Amitay [23], Smith a Glezer [20], Avihar a kol. [21], Trávníček a kol. [16, 18, 27, 32, 33]).

Komplexní charakter úlohy si vyžaduje její rozdělení na několik dílčích částí. Nejprve bude ověřeno chování samotného hlavního proudu. Jeden vybraný řídící proud bude zpočátku zkoumán samostatně; pro ten účel bude připraven segment kompletní trysky s jediným generátorem syntetizovaného proudu. Následně pak bude zkoumána celá tryska vybavená čtveřicí řídících proudů.

Práce má experimentální charakter. Hlavní používaná metoda je PIV (Particle Image Velocimetry). Pro bodové měření v obtížně dostupných místech bude používán anemometr se žhaveným drátkem. Experimentální vyšetřování nestacionárního proudového pole bude prováděno při fázové synchronizaci systému PIV s budící frekvencí generátorů syntetizovaných proudů. Statistické zpracování naměřených dat se bude opírat o fázové průměrování.

Hlavní cíle disertace:

- Připravit vhodné experimentální modely, umožňující reprodukovatelná měření proudových polí metodou PIV:
 - osově symetrický proud vzduchu,
 - osamocený syntetizovaný proud vytvářený generátorem majícím podobu segmentu kompletní trysky,
 - osově symetrický proud vzduchu, řízený soustavou čtyř syntetizovaných proudů (kompletní tryska).
- Připravit fázovou synchronizaci měření s budícím signálem.

- Provést a vyhodnotit experimenty na jednotlivých modelech. Experimentálně potvrdit možnost řídit hlavní proud a ověřit existenci různých jeho módů. Zaměřit se na efektivní rozmítání proudu do šířky.
- Výsledky porovnat s dostupnými údaji z literatury. Vymezit oblasti parametrů, ve kterých dává sledovaný případ největší potenciální přínos pro použití v průmyslových aplikacích.

2 Parametry proudění

Rozlišujeme mnoho případů pohybu tekutin, které označujeme jako proudění – viz např. Noskievič a kol. [38]. Rozlišení můžeme provádět z mnoha hledisek. Základní pohled se opírá o fyzikální vlastnosti tekutin (proudění tekutiny ideální a skutečné, proudění kapalin a plynů, proudění vícefázové), popř. zohledňující geometrické uspořádání v prostoru (proudění jednorozměrné, dvourozměrné a trojrozměrné; vnitřní a vnější úlohy, průtok kanály a obtékání těles), popř. závislost na čase (proudění ustálené neboli stacionární a proudění neustálené; periodické proudění). Proudění skutečných (viskózních) tekutin rozlišujeme buď laminární nebo turbulentní, jak poprvé popsal O. Reynolds již v roce 1883 [39]. Laminární proudění se vyznačuje tím, že proudové trubice při něm probíhají souběžně v celé délce toku a proudnice se proto nemohou křížit. Při turbulentním proudění koná tekutina kromě postupného pohybu také nepravidelně pulzující (fluktuální) pohyby vířivé. Při turbulentním proudění dochází k intenzivnímu směšování tekutiny. Laminární proudění je popsáno Navier-Stokesovou rovnicí [38]:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \operatorname{grad}) \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p + \nu \operatorname{div} \operatorname{grad} \vec{u} + \vec{f}, \quad (2-1)$$

kde \vec{u} je vektor rychlosti proudu, ρ hustota tekutiny, p tlak, ν kinematická viskozita a \vec{f} značí zrychlení způsobené objemovými silami.

Bezrozměrovým parametrem charakterizujícím proudění vazkých tekutin je Reynoldsovo číslo Re . Ve stacionárním případě vyjadřuje poměr sil setrvačných a třecích (viskózních):

$$Re = \frac{UD}{\nu}, \quad (2-2)$$

kde U je charakteristická rychlost a D je charakteristický rozměr.

Zatímco laminární proudění je determinováno vazkostí a okrajovými a počátečními podmínkami, je turbulence neuspořádaný pohyb makroskopických částic tekutiny, který vzniká smýkáním po pevné stěně nebo na hranici s proudem tekutiny jiné rychlosti. Hlavními znaky turbulentního proudění jsou:

- Je nestacionární.
- Je nedeterministické v čase i v prostoru. Při tom však mohou vzniknout také deterministické, tzv. koherentní vírové struktury.
- Je vířivé a trojrozměrné. Deformace vírů se podílí tzv. kaskádovitým přenosem na transportu energie z časově středního proudového pole do flukтуаčních pohybů.
- Turbulentní difúze je mohutnější než prostá difúze molekulární. Proto je v turbulentním proudění přenos skalárních a vektorových parametrů daleko intenzivnější, než v proudění laminárním.
- Disipace turbulentní energie probíhá rozpadem velkých vírů v menší. Pak se vazkou disipací utlumí.

Pokud proudění vazké tekutiny probíhá při velkých Re , projevuje se vliv vazkosti jen v tenké vrstvě tekutiny v těsné blízkosti obtékané stěny zvané mezní vrstva – tento přístup poprvé použil Prandtl již v roce 1904 [40], viz též Schlichting a Gersten [13]. Na povrchu obtékané stěny je rychlost při obtékání newtonskou tekutinou nulová, vně mezní vrstvy má proudění přibližně rychlost potenciálního obtékání [38].

V přírodě i v technické praxi se vyskytují i jiné tenké podoblasti s velkým rychlostním gradientem a tudíž s intenzivními projevy vazkosti, které podobně jako mezní vrstva významně ovlivňují vlastnosti okolního proudového pole. Nazývají se tenké smykové vrstvy, viz Citavý a Nožička [41], kteří rozlišují tyto tři základní konfigurace:

- a) Smykové vrstvy u dvou stěn – proudění ve vstupních částech do kanálů (difuzorů a trysek) a potrubí, pokud se nevytvoří plně vyvinuté proudění kanálem.
- b) Smykové vrstvy u jedné stěny – tj. mezní vrstvy na obtékaném povrchu tělesa.

- c) Smykové vrstvy bez vlivu pevných stěn – sem patří proudy tekutiny vtékající do téže nebo jiné tekutiny. Schlichting a Gersten [13] rozdělují smykové vrstvy bez vlivu pevných stěn do 6 základních skupin: zatopený (volný) proud, termální proud (poháněný přirozenou konvekcí), směšovací vrstva, volná hranice proudu, úplav a proud zanořený do souběžného (paralelního) proudění.

2.1 Hlavní proud

Proud tekutiny (anglicky „jet“) je případem proudění bez vlivu stěn; jiné obvyklé označení je tzv. „paprsek“ (Citavý, Nožička [41]). Přitom proud může mít volný povrch nebo se jedná o proud zatopený (anglicky „submerged jet“). To je případ, kdy tekutina proudí do prostředí stejných nebo podobných látkových vlastností (kapalina do kapaliny nebo plyn do plynu). Proud s volným povrchem je např. proud kapaliny v plynu – to ale není předmětem této práce. Tato práce se zabývá zatopeným proudem vzduchu, který vytéká z trysky a proniká do okolního klidného vzduchu o barometrickém tlaku. Látkové vlastnosti proudícího vzduchu i okolí jsou proto téměř stejné, až na malé odchylky způsobené drobnými rozdíly teplot.

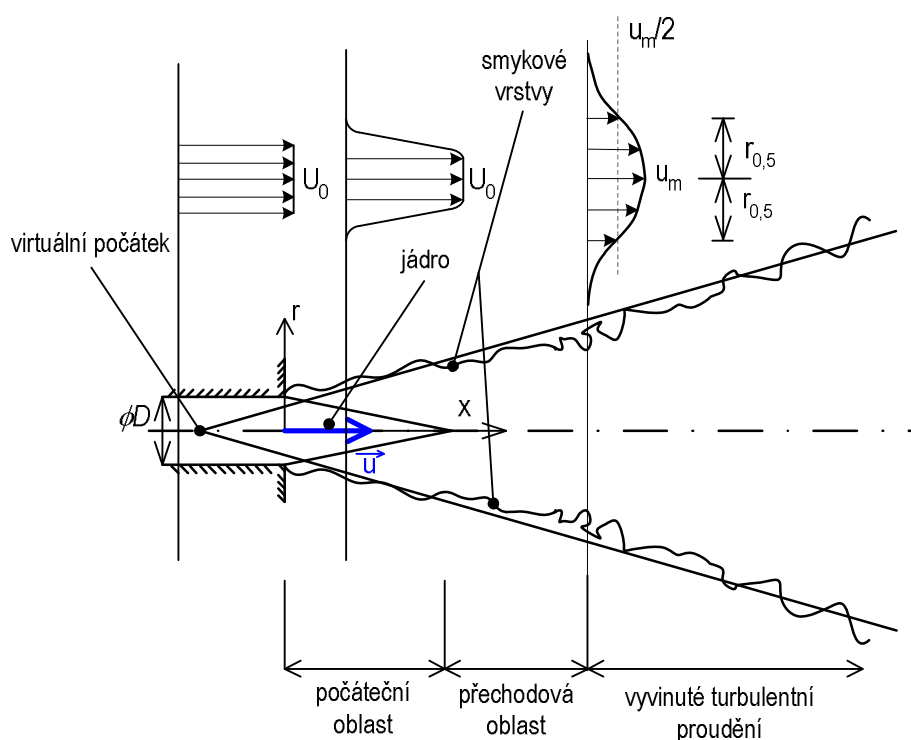
Obr. 2-1 ukazuje tři hlavní části proudu, kterými jsou počáteční oblast, přechodová oblast a konečně oblast vyvinutého proudu (tzv. automodelní oblast) (obr. 2-1 je modifikován dle Blevins [42], popř. Citavý a Nožička [41]).

Počáteční oblast proudu nedaleko ústí trysky (anglicky „near field“) se odlišuje od vyvinutého turbulentního proudění ve vzdálené oblasti proudu (angl. „far field“). Popis odlišnosti uvedených oblastí se opírá především o vývoj rychlostních profilů. Na obr. 2-1 je schematicky znázorněn idealizovaný případ, kdy výtok z trysky do okolí má rovnoměrný rychlostní profil, tj. rychlost je konstantní po celém průřezu trysky.

- Počáteční oblast proudu je charakterizována tzv. potenciálním jádrem proudu. Označení „potenciální“ zde vyjadřuje, že proudové pole v jádru není ovlivňováno viskozitou a má znaky proudění neviskózní tekutiny (důvodem je absence příčných gradientů rychlosti, které by ve viskózní tekutině způsobovaly tečná napětí – jak vyplývá z Newtonova zákona viskozity [38]). Po výtoku z trysky dochází na hranici

proudu ke směšování s okolní tekutinou a toto směšování postupuje směrem k ose proudu, tj. směrem k jeho jádru. Rychlostní profily vykazují na ose oblast konstantní rychlosti (obr. 2-1). S postupem podél osy proudu zasahuje směšovací vrstva stále více do jádra proudu, které tak postupně zmenšuje svůj průměr. Konec počáteční oblasti představuje zároveň i konec jádra proudu. Délka směšovací oblasti odpovídá zhruba pěti průměrům ústí trysky ($5 D$) – Blevins [42].

- Přechodová oblast (anglicky „transition region“) plynule spojuje počáteční oblast s oblastí vyvinutého proudu. Rychlost na ose proudu klesá podle mocninné závislosti $u_m \sim (x/D)^n$, přičemž exponent n se postupně vyvíjí od hodnoty $n = 0$ (na začátku přechodové oblasti) až na hodnotu $n = -1$ (na konci přechodové oblasti).
- Oblast vyvinutého proudu (tzv. automodelní oblast) je charakterizovaná jednak rychlostními profily, které jsou po přepočtu do vhodných bezrozměrných souřadnic navzájem podobné, jednak prakticky konstantním exponentem n v závislosti poklesu rychlosti podél osy proudu $u_m \sim (x/D)^n$; pro osově symetrický proud činí $n = -1.0$ (Schlichting a Gersten [13], Blevins [42]).



Obr. 2-1 Oblasti turbulentního proudu

Základní charakteristiky turbulentního osově symetrického případu mají v oblasti vyvinutého proudu následující tvar (Blevins [42]):

$$u_m = 6 \frac{D}{x} U_0, \quad (2.1-1)$$

Rychlostní profil má charakter Gaussovy funkce:

$$\frac{u}{u_m} = e^{-94 \left(\frac{r}{x} \right)^2}, \quad (2.1-2)$$

Rozšiřování proudu se výhodně popisuje pomocí tzv. pološířky proudu, $r_{0,5}$, což je radiální souřadnice profilu, na které je rychlost rovna polovině maximální rychlosti u_m :

$$r_{0,5} = 0,086 x, \quad (2.1-3)$$

Z této rovnice je obvyklé vyjádřit poloviční úhel rozšiřování proudu α (týká se stejného místa, kde rychlost je rovna polovině maximální rychlosti u_m):

$$\operatorname{tg}(\alpha / 2) = r_{0,5} / x = 0,086, \quad \text{tzn. } \alpha = 9,8^\circ. \quad (2.1-4)$$

Obecně definujeme konvenční pološířku proudu jako radiální souřadnici profilu, kde rychlost klesá na uvedený podíl maximální rychlosti (např. 10% u_m , značíme $r_{0,1}$). Konvenční šířka proudu je potom $2r_{0,1}$.

Objemový tok podél osy postupně narůstá v důsledku přisávání tekutiny z okolí:

$$Q = 2p \int_0^\infty u r dr = 0,32 \frac{x}{D_0} Q_0, \quad (2.1-5)$$

kde Q_0 je objemový tok tekutiny vytékající z trysky.

Tok hybnosti (též označován jako tzv. průtočná hybnost):

$$M = 2pr \int_0^\infty u^2 r dr. \quad (2.1-6)$$

Tok hybnosti je hlavní veličinou charakterizující proud tekutiny, jelikož se podél proudu téměř nemění $M = M_0 = \text{konst.}$, kde M_0 je tok hybnosti proudu vytékajícího z trysky. Přesněji vzato, hybnost proudu pozvolna klesá směřováním s okolím a disipací

energie, až proud nakonec ve velké vzdálenosti zaniká – ovšem vzdálené oblasti proudu nejsou předmětem této práce.

Za idealizovaného předpokladu vyrovnaného rychlostního profilu (model pístového toku, anglicky „slug flow model“) vychází $M_0 = rAU_0^2$, kde A je plocha výstupního průřezu trysky ($A = \pi D^2/4$) a U_0 je střední výtoková rychlost ($U_0 = Q_0/A$).

2.2 Syntetizovaný proud

Časově střední rychlost syntetizovaného proudu U_{0SJ} je obvykle definována integrací rychlosti v ústí trysky během vytlačovací půlperiody τ , (viz. např. Smith a Glezer [8]):

$$U_{0SJ} = \frac{1}{T} \int_0^t u_{SJ}(t) dt, \quad (2.2-1)$$

kde $u_{SJ}(t)$ je okamžitá rychlost syntetizovaného proudu, T je perioda a t je její vytlačovací část. V případě sinusového průběhu budícího cyklu platí $t = T/2$.

Ovšem časté jsou i odlišné definice, např. střední rychlost proudu počítaná pouze během vytlačovací části periody – pro sinusový průběh je dvojnásobná oproti U_{0SJ} – viz např. Holman a kol. [14].

Syntetizovaný proud je charakterizován dvěma rozměry. Prvním z nich je příčný rozměr otvoru (trysky), tj. průměr otvoru D pro osově symetrický proud nebo šířka štěrbin h pro dvourozměrný proud. Druhý charakteristický rozměr je tzv. délka vytlačeného sloupce tekutiny L_0 . Velmi názorně představuje sloupec tekutiny vytlačený otvorem generátoru během vytlačovací části periody, tj. platí

$$L_0 = U_{0SJ} T. \quad (2.2-2)$$

Rovnice představuje model jednorozměrného toku tekutiny.

Bezrozměrnými parametry syntetizovaného proudu jsou Reynoldsovo číslo (2.2-3) a Strouhalovo číslo (2.2-4), popř. jejich kombinace – Stokesovo číslo (2.2-5):

$$Re_{SJ} = \frac{U_{0SJ} D_H}{\nu} \quad (2.2-3)$$

$$St_{SJ} = \frac{fD_H}{U_{0SJ}} \quad (2.2-4)$$

kde h je šířka štěrby generátoru syntetizovaného proudu, ν je kinematická viskozita tekutiny, f je frekvence řídicích pulzací a D_H je hydraulický průměr $D_H = \frac{2 \cdot h \cdot l}{h + l}$, kde h a l jsou výška a šířka štěrby generátoru (jelikož $h = 1,1$ mm a $l = 6,0$ mm, vychází $D_H = 1,86$ mm – viz kapitoly 4.2 a 4.3). Index SJ u Strouhalova čísla upozorňuje na odlišnost od výše uváděného Strouhalova čísla hlavního proudu $St = fD/U_0$. Stokesovo číslo definujeme:

$$S_{SJ} = \sqrt{St_{SJ} Re_{SJ}} \quad (2.2-5)$$

Při určení průtočné hybnosti syntetizovaného proudu na výstupu z generátoru se předpokládá, že pouze vyfukovací části periody vytváří výslednou hybnost proudu (předpoklad obdobný výpočtu rychlosti U_{0SJ}).

$$M_{0SJ} = r \frac{1}{T} \int_0^t \left\{ \int_0^{A_{SJ}} u_{SJ}^2 dA \right\} dt, \quad (2.2-6)$$

kde A_{SJ} je plocha výstupního průřezu trysky generátoru. Budeme předpokládat, že proudění z generátoru je periodické, jednorozměrné a má harmonický časový průběh, tj. $u_{SJ}(t) = U_{\max} \sin(\omega t)$, kde $\omega = 2\pi f$ a U_{\max} je amplituda rychlosti. Potom lze průtočnou hybnost vyjádřit jako:

$$M_{0SJ} = r \frac{1}{T} A_{SJ} \int_0^t [U_{\max} \sin(\omega t)]^2 dt. \quad (2.2-7)$$

Jelikož platí $\int_0^p \sin^2(x) dx = p/2$, dává integrace výsledek

$$M_{0SJ} = r A_{SJ} \left(\frac{U_{\max}}{2} \right)^2 = r \left(\frac{p}{2} \right) A_{SJ} U_{0SJ}^2. \quad (2.2-8)$$

2.3 Interakce řídicího a hlavního proudu

Velikost („síla“, intenzita) řídicího proudu vzhledem k hlavnímu proudu může být definována pomocí poměrů rychlostí c_U , průtoků c_Q a hybností c_m :

$$c_U = \frac{U_{0SJ}}{U_0}, \quad (2.3-1)$$

$$c_Q = n \left(\frac{A_{SJ}}{A} \right) \left(\frac{U_{0SJ}}{U_0} \right), \quad (2.3-2)$$

$$c_m = \frac{n M_{0SJ}}{r U_0^2 A}, \quad (2.3-3)$$

kde n je počet aktivních řídicích trysek.

Po dosazení výše uvedeného vztahu pro M_{0SJ} lze poměr hybností vyjádřit jako:

$$c_m = n \left(\frac{p}{2} \right)^2 \left(\frac{A_{SJ}}{A} \right) \left(\frac{U_{0SJ}}{U_0} \right)^2. \quad (2.3-4)$$

Podobný vztah použili i Tamburello a Amitay [23], jejichž definice poměru hybnosti c_μ odpovídá $0,81 c_m$:

$$c_m = \frac{8}{p^2} c_\mu. \quad (2.3-5)$$

Odlišnost c_m a c_μ je způsobena odlišnými tvary rychlostních profilů. Jak uvedeno výše při odvození, v této práci je uvažováno s vyrovnanými rychlostními profily hlavního i řídicího proudu na výstupu z obou trysek (model pístového toku).

Koeficient hybnosti umožňuje porovnání kontinuálního řízení a řízení pulzujícími proudy. Např. kontinuální řídicí tryska s průtokem o velikosti 1% z průtoku hlavního proudu dokáže způsobit srovnatelnou změnu proudu jako klasické pevné chlopně [23].

Parametry výše uvedených příkladů řízení hlavního proudu (kapitola 1.2) jsou sumarizovány v Tabulce 1 (v kapitole 4.5 Parametry experimentu).

2.4 Fázové průměrování

Okamžitá naměřená složka rychlosti ve směru hlavního proudu U je součtem časově střední složky rychlosti \overline{U}_{ta} ve směru hlavního proudu a okamžitých fluktuací rychlosti:

$$U = \overline{U}_{ta} + u_f, \quad (2.4-1)$$

kde okamžité fluktuace u_f jsou sumou turbulentních fluktuací u_t a periodických pulzací u_a , způsobených oscilacemi buzení :

$$u_f = u_t + u_a. \quad (2.4-2)$$

Časově střední složku rychlost získáme integrací přes dostatečně dlouhý časový interval $\langle 0-T^* \rangle$

$$\overline{U}_{ta} = \frac{1}{T^*} \int_0^{T^*} U(t) dt. \quad (2.4-3)$$

Pro diskrétní experimentální hodnoty má toto časové průměrování tvar aritmetického průměru:

$$\overline{U}_{ta} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n U_i, \quad (2.4-4)$$

kde n je počet měření a U_i je i -tá naměřená hodnota. Pro zlepšení přehlednosti popisu výsledků bude toto označení v kapitole 5 zjednodušeno vypuštěním pruhu: $\overline{U}_{ta} = U_{ta}$, případně pro syntetizovaný proud $\overline{U}_{ta,SJ} = U_{SJ}$.

Okamžitou složku rychlosti lze také chápat jako součet fázově průměrované rychlosti a turbulentních fluktuací u_t

$$U(j) = \overline{U}_{pa}(j) + u_t, \quad (2.4-5)$$

To je případ fázového průměrování vektorových map při zpracování výsledků PIV. Fázové průměrování periodického průběhu provádíme aritmetickým průměrováním příslušejících si bodů z mnoha period, tj. bodů majících v každé periodě stejný fázový posun. V případě diskrétních experimentálních hodnot okamžitých naměřených rychlostí určíme fázově průměrovanou složku rychlosti vztahem:

$$\overline{U}_{pa}(j) = \frac{1}{p} \sum_{i=1}^p U_i(j), \quad (2.4-6)$$

kde $U_i(\varphi)$ je rychlost naměřená v i -té periodě při fázovém posunu φ , a p je počet zpracovávaných period. Pro zlepšení přehlednosti popisu výsledků v kapitole 5 bude i toto označení zjednodušeno vypuštěním pruhu: $\overline{U}_{pa} = U_{pa}$.

3 Metody měření

Proměřování proudových polí bude prováděno především bezdotykovým laserovým anemometrickým systémem PIV (Particle Image Velocimetry). Při použití systému PIV lze zachytit a změřit celé proudové pole v jednom okamžiku. Výhodou systému je možnost jeho synchronizace s měřeným dějem. To je velmi výhodné zejména pro měření pulzujících dějů. Díky synchronizaci je možné proměřit zkoumaný děj v jednotlivých fázích periody a podrobně tak popsat jeho vývoj.

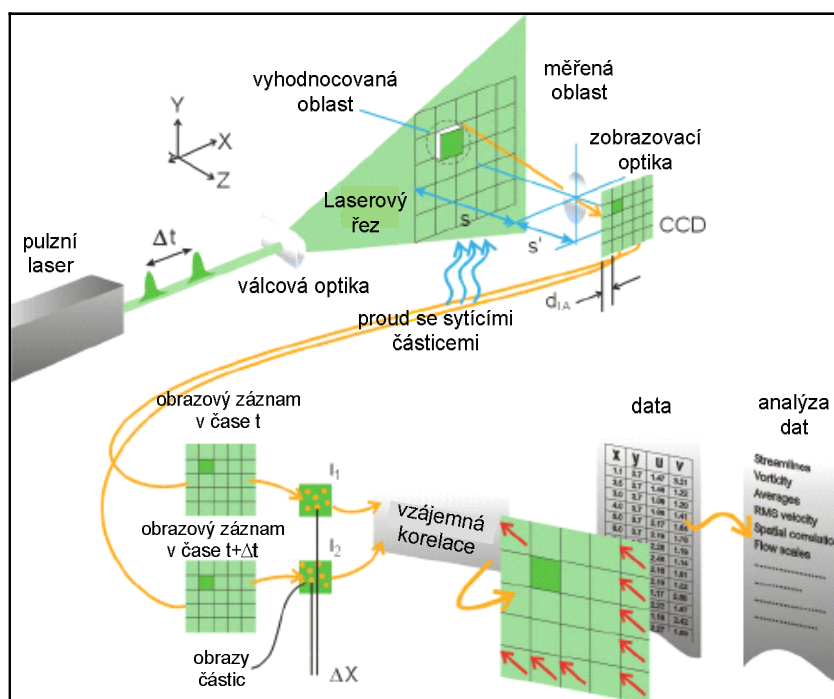
Další možností měření rychlosti proudění je použití anemometru se žhaveným drátkem. Tato metoda umožňuje měřit časově střední i fluktuační složky rychlosti. Výhodou je malý rozměr sondy, který umožňuje provádět měření blízko stěny nebo přímo v ústí trysky. Další výhodou je možnost zachytit i velmi vysoké frekvence fluktuací. Ovšem na rozdíl od optických metod je základní nevýhodou rušivá přítomnost sondy v měřeném proudu. Další zřejmá nevýhoda je principiální vlastnost každého bodového měření (rozdíl od globálního měření, např. PIV): pro informaci o proudovém poli nutno traverzovat a proměřovat vybrané body celého tohoto pole. Bodová měření pak nemohou být provedena ve stejném okamžiku (opět nepříjemný rozdíl oproti měření PIV).

3.1 Laserový anemometrický systém PIV

Měření probíhala na laserovém anemometrickém systému PIV od dánské firmy Dantec Dynamics, který se nachází v laboratoři laserové anemometrie spadající pod Ústav řízení systémů a spolehlivosti a Katedru energetických zařízení Technické univerzity v Liberci. Toto zařízení patří v současnosti k nejmodernějším zařízením pro měření proudění tekutin. Systém disponuje velkým rozsahem měřených rychlostí proudění – od velmi pomalých v řádech tisícín metrů za sekundu až po subsonické rychlosti proudu.

Měřením PIV lze zachytit jednotlivé vybrané oblasti proudu. Výsledkem měření jsou vektorové a skalární mapy nebo grafy zkoumaných veličin. Měření lze provádět v kapalinách i plynech, základní podmínkou je dostatečná čírost tekutin, aby laserový paprsek mohl prostoupit celou zkoumanou oblastí a bylo možné zaznamenat světlo rozptýlené na částicích obsažených v proudu. Základní princip systému PIV je na obr. 3-1 (obrázek modifikován z [43]).

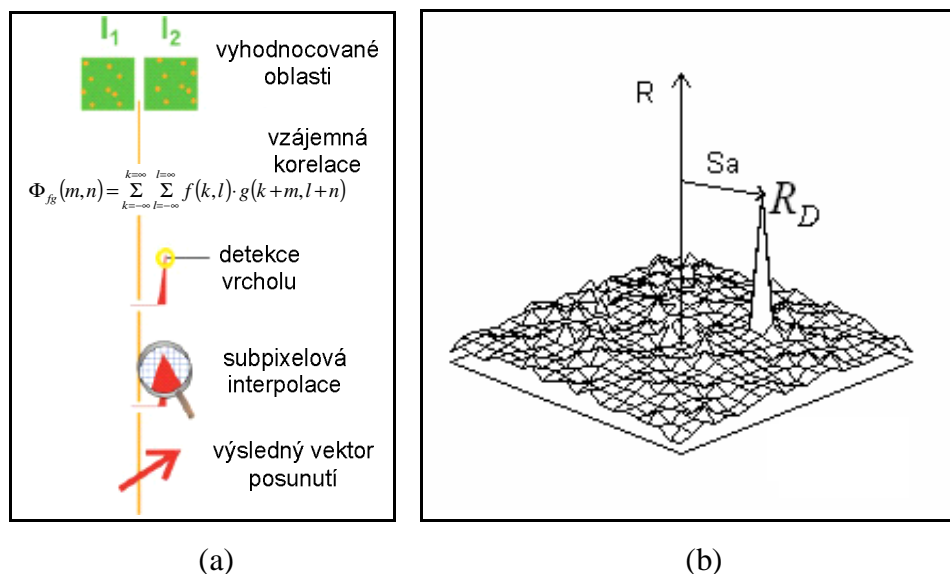
Systém PIV ve skutečnosti nesleduje rychlost proudění tekutiny, ale rychlost částic v tekutině obsažených a zaznamenává jejich posun v daném časovém období. Pro měření v kapalinách se používají např. hliníkový prášek, latexové kuličky nebo bublinky. Plyny jsou typicky syceny kapalnými částicemi ve formě aerosolu, např. olivovým olejem, glycerinem nebo vodou [43, 44]. Sytící částice musí být dostatečně malé, aby dobře sledovaly proud a zároveň dostatečně velké, aby rozptýlily co nejvíce světla.



Obr. 3-1 Základní princip měření systémem PIV (modifikováno z [43])

Laserový paprsek je speciální válcovou optikou formován do řezu, který definuje osvětlenou měřicí rovinu. Částice obsažené v tekutině rozptylují světlo do objektivu kamery umístěné kolmo k laserovému řezu. Laserový řez je osvětlen pouze po krátký čas, aby bylo možné zaznamenat okamžitou polohu částic. S definovaným časovým odstupem je poté pořízen druhý záznam polohy částic. Z tohoto důvodu se pro měření

používají pulzní lasery, které z pohledu záznamového zařízení dokážou „zmrazit“ částici v čase. Pulzní lasery také disponují dostatečně velkým světelným výkonem pro kvalitní záznam obrazu.



Obr. 3-2 (a) Zpracování PIV obrazu; (b) korelační vrchol při vzájemné korelaci

[modifikováno z 43]

Digitální kamerou jsou na dvou obrazech zaznamenány počáteční a koncové polohy sýtících částic. Následuje analýza naměřených dat, obr. 3-2. Obrazy jsou rozděleny na malé, tzv. vyhodnocované oblasti. V každé této oblasti je stanoveno průměrné posunutí částic. Pokud si průměrné posunutí částic v objektové rovině označíme Δx a Δy a tomu odpovídající posunutí v obrazové rovině ΔX a ΔY , přičemž zvětšení mezi objektovou a obrazovou rovinou značí M , potom [44]:

$$\Delta x = \frac{1}{M} \Delta X \quad a \quad \Delta y = \frac{1}{M} \Delta Y, \quad (3.1-1)$$

Při znalosti časového intervalu mezi dvěma po sobě následujícími pulzy laseru Δt lze vypočítat složky rychlosti u_x a u_y v objektové rovině.

$$u_x = \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad a \quad u_y = \frac{\Delta y}{\Delta t}, \quad (3.1-2)$$

V každé z těchto oblastí je vzájemnou korelací obrazů vypočítáno posunutí částic. Diskrétní vzájemná korelace pro numerické zpracování je definována [44]:

$$\Phi_{fg}(m,n) = \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} \sum_{l=-\infty}^{l=\infty} f(k,l) \cdot g(k+m, l+n), \quad (3.1-3)$$

kde $f(k,l)$ a $g(m,n)$ jsou světelné intenzity počátečních a koncových obrazů částic ve vyhodnocované oblasti. Výsledkem vzájemné korelace je korelační mapa obsahující jeden vrchol. Obecně je poloha korelačního vrcholu omezena rozlišením CCD detektoru kamery. Pro zpřesnění polohy tohoto vrcholu se používá metoda subpixelové interpolace. Pomocí této metody je možné určit polohu vrcholu s přesností větší než 1 pixel. Spojnice korelačního vrcholu se středem korelační roviny udává vektor posunutí částic v této vyhodnocované oblasti, viz obr. 3-2(b). Aplikací tohoto postupu na každou vyhodnocovanou oblast se získá vektorová mapa zobrazující proudové pole tekutiny ve zkoumané oblasti.

Pokud se počáteční a koncové obrazy částic nenacházejí v jedné vyhodnocované oblasti, dojde při výpočtu korelace k zobrazení chybného vektoru. Tyto chyby je možné eliminovat aplikací validačních a filtračních funkcí. Při zpracování dat v této práci byla používána validace rozsahu rychlostí.

Jelikož proudové pole má periodický charakter a měřicí systém PIV je možné synchronizovat s jeho periodou, lze okamžité vektorové mapy fázově průměrovat. Ze získaných dat lze dále odvodit skalární mapy rychlosti a vířivosti nebo proudnicové mapy. Dále je možné vygenerovat grafy, např. rychlostních profilů proudu. Ačkoliv je vířivost trojrozměrná veličina, software DynamicStudio [45] vychází při jejím výpočtu z dvojrozměrné vektorové mapy rychlosti a vířivost ω je v něm definována jako:

$$w = \frac{\partial u_y}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial y} \quad (3.1-4)$$

Parametry a nastavení systému PIV jsou přehledně shrnuty v tabulce v Příloze I.

3.1.1 Příprava sytících částic

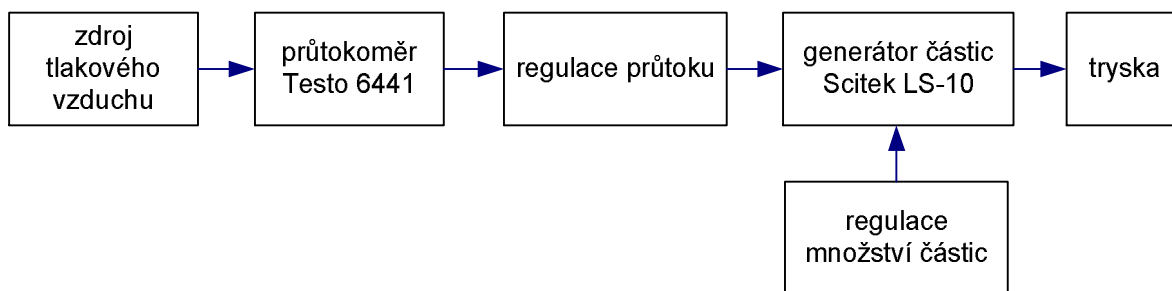
Použití metody PIV vyžaduje zavedení sytících částic do proudu vzduchu. Charakter měření vyžaduje přesnou regulaci průtočného množství přiváděného vzduchu. Přesné a dlouhodobé měření průtoku vzduchu obsahujícího proměnné množství aerosolu je ovšem obtížné. Proto bylo nutné umístit generátor částic přímo do obvodu přivádějícího primární proud vzduchu o známém průtočném množství, obr. 3-3. Pro tuto úlohu se

z dostupných generátorů částic nejlépe hodil generátor Scitek LS-10, který pomocí 10 Laskinových trysek generuje z olivového oleje sytící částice o velikosti 2,5–4,0 μm . Průtok tlakového vzduchu byl regulován pomocí průtokoměru Testo 6441. Je to měřidlo hmotnostního průtoku, pracující na termoanemometrickém principu s dvojicí keramických senzorů v můstkovém zapojení. Přístroj zobrazuje přímo normovaný objemový průtok vzduchu Q_N , počítaný pro teplotu $T_N = 15^\circ\text{C}$ a tlak $p_N = 1013 \text{ hPa}$ ($= 760 \text{ torr}$), tj. pro hustotu $r_N = 1,225 \text{ kg/m}^3$ – dle ISO 2533. Objemový průtok při výtoku z trysky vyplývá z rovnice zachování hmotnosti a ze stavové rovnice:

$$Q = \frac{Q_N r_N}{r} = Q_N \left(\frac{T}{T_N} \right) \left(\frac{p_N}{p} \right), \quad (3.1-5)$$

kde r , T a p jsou hustota, teplota a tlak vzduchu po výtoku z trysky.

Měřicí rozsah průtokoměru je 4,2 – 1250 Nl/min . Chyba přístroje činí $\pm(3\% \text{ z naměřené hodnoty} + 0,3\% \text{ rozsahu}) = \pm(3\% \text{ z naměřené hodnoty} + 3,75) \text{ Nl/min}$. Tato chyba neohroží věrohodnost měření proudového pole pomocí PIV, neboť měření průtoku slouží pro nastavení podmínek experimentu a pro zajištění jejich neměnnosti v průběhu měření PIV. Přesnost měření rychlosti (a z ní určené Re) bylo totiž vyhodnocováno z dat naměřených PIV, jak je podrobně analyzováno v části 3.1.3.



Obr. 3-3 Schéma zapojení přívodu vzduchu s generátorem sytících částic

3.1.2 Synchronizace systému PIV s měřeným dějem

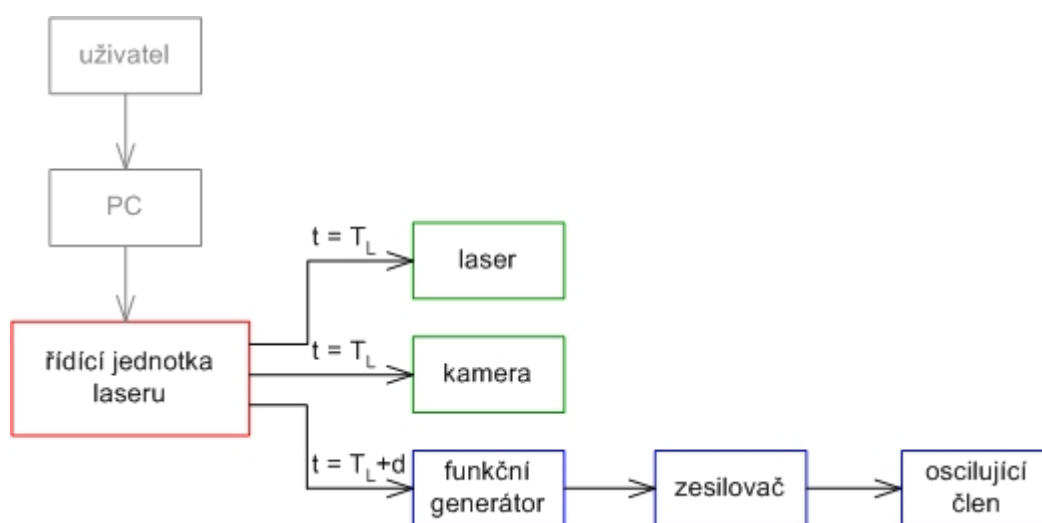
Okamžik pulzu laseru lze naplánovat do určité fáze periody. Díky tomu je možné získat data pro fázové průměrování vektorových map. Také lze proměřit celou periodu v libovolném počtu kroků a i přes omezenou záznamovou rychlost kamery získat

například animaci proudění v průběhu celé periody. Synchronizaci systému PIV s měřeným dějem se věnuje např. Kotek [46].

Ve skutečnosti se jedná o dva záblesky laseru následující několik mikrosekund po sobě. Vzhledem k tomu, že ostatní děje jsou v řádu milisekund, např. v tabulce 2: (20–210) Hz ~ (50–5) ms, v dalším textu bude pojem záblesk laseru vyjadřovat tyto dva těsně po sobě následující pulzy a čas $t = 0$ bude počítán od prvního pulzu laseru.

Synchronizace využívá programovatelné výstupy řídicí jednotky měřicího systému. Při přípravě měření definuje uživatel pracovní frekvenci laseru f_L a zpoždění signálu od pulzu laseru d . Frekvence laseru je limitována záznamovou rychlostí kamer, které dokážou zaznamenat 15 obrazů za sekundu, tedy 7 dvojobrazů pro vzájemnou korelaci. Standardně se využívá pracovní frekvence laseru $f_L = 4$ Hz.

Při každém záblesku laseru vysílá řídicí jednotka signál, který je srozumitelný pro vnější zařízení. Vyslání signálu lze předchozím nastavením v PC opozdit o dobu d , která může nabývat hodnoty 0 až $T=1/f$. Na základě tohoto signálu je v každé periodě laseru T_L synchronizován počátek oscilací funkčního generátoru, který po zesílení napájí oscilující člen generující proudění, viz obr. 3-4.



Obr. 3-4 Blokové schéma synchronizace

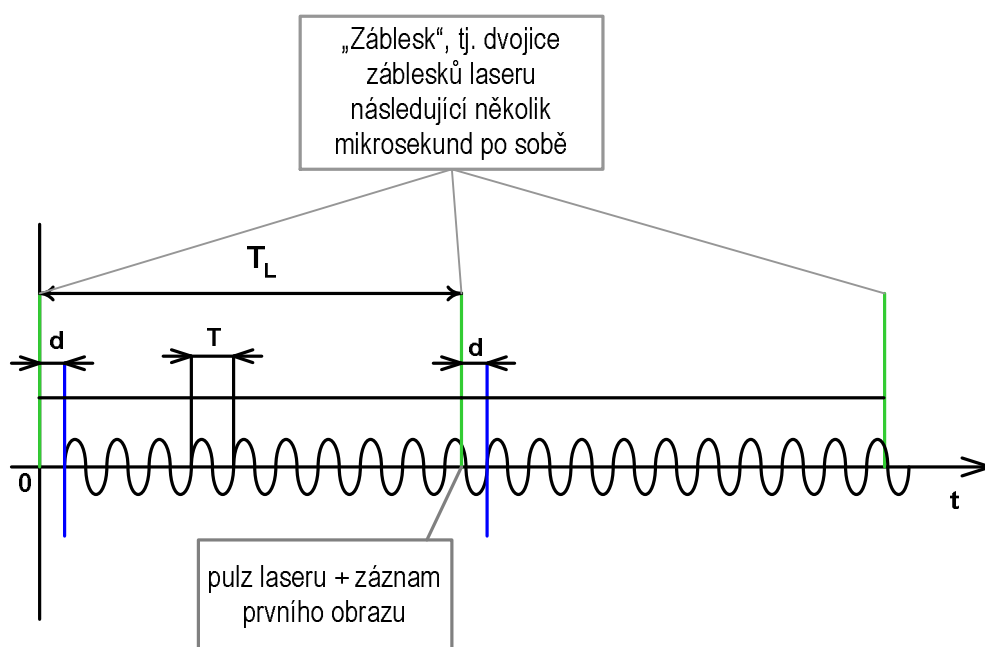
Z principu synchronizace vyplývá, že při každém prvním záblesku laseru v měřené sadě je získaný dvojobraz černý, tedy bez měřených dat, protože v okamžiku prvního záblesku laseru se teprve začíná odpočítávat zpoždění d a teprve poté je aktivován měřený oscilující člen. Teprve při druhém záblesku laseru je získán první dvojobraz.

V čase $T_L + d$ dostává funkční generátor nový impuls od řídicí jednotky a opětovně aktivuje oscilace měřeného členu, viz. obr 3-5.

Zaznamenanou fázi $\varphi[^\circ]$ určuje volba zpoždění d , jak ukazuje obr. 3-5 a uvádí následující rovnice:

$$j = \left(\frac{T_L - d}{T} - n \right) 360, \quad (3.1-6)$$

kde n je celé číslo vyjadřující počet period T , proběhlých za čas T_L , tj. celočíselná část zlomku T_L / T . Pokud je tedy $d = 0$, odpovídá čas $t/T = 0$ pulsu laseru a zároveň počátku oscilací membrán reproduktorů.



Obr. 3-5 Časové schéma synchronizace

3.1.3 Nejistoty měření PIV

Seznam možných chyb v měření PIV je dlouhý, přičemž některé chyby jsou významné a jiné lze zanedbat. Možno rozlišovat chyby systematické a nahodilé. Dostupná literatura, např. Kopecký [44], popisuje chyby systematické, které vycházejí z principu metody PIV a nastavení měření. Mezi tyto chyby patří:

- Ztracené páry obrazů částic – počáteční a koncový obraz částice se nenachází ve stejné vyhodnocované oblasti. Pravděpodobnost vzniku ztracených párů je vyšší u rychlejších částic, které mají větší posun. To má za následek zvyšování korelačního šumu a stahování průměrné rychlosti ve vyhodnocované oblasti k nule.
- Maximální posunutí částic – z Nyquistova vzorkovacího kritéria v kombinaci s Fourierovou transformací vychází předpoklad, že by posunutí v libovolném směru nemělo překročit polovinu vyhodnocované oblasti, aby se zamezilo vzniku ztracených párů. Podle teoretických rozborů je ovšem doporučeno dodržet maximální posunutí počátečního a koncového obrazu částic pod jednu čtvrtinu strany vyhodnocované oblasti.
- Hustota syčení částic – podle [44] je doporučeno 10 obrazů částic ve vyhodnocované oblasti pro vzájemnou korelaci, aby nedocházelo k chybě mezi skutečným a změřeným posunutím částice.
- Dynamický rozsah R_a – udává maximální u_{\max} a minimální u_{\min} měřitelnou rychlost, $R_a = |u_{\max} - u_{\min}|$. Maximální měřitelná rychlost vychází z podmínky maximálního posunutí částice o jednu čtvrtinu délky strany vyhodnocované oblasti, viz rovnice (3.1-7). Minimální měřitelná rychlost je omezena velikostí obrazu částice. Obraz částice se musí za dobu Δt posunout alespoň o hodnotu svého průměru.

$$|u_{\max}| = \frac{d_l}{4M\Delta t}, \quad (3.1-7)$$

Podstatné zvýšení dynamického rozsahu umožňuje speciální a komplikovaný přístup, jaký v nedávné době vyvinul Persoons [47]. Využitím vícenásobných pulzů laseru je zachycena sada dvojobrazů s rozdílnými časy mezi pulzy. Dvojobrazy jsou zpracovány obvyklými algoritmy a výsledkem je rychlostní pole složené z výsledků získaných pro různé časové intervaly mezi pulzy.

Stanovení nejistot měření PIV se věnovalo více autorů. Poměrně široce se stanovením nejistot zabývá práce z roku 2008 z konference ITTC [48]. Měření systémem PIV a následné zpracování dat je v něm rozděleno na čtyři oblasti, v nichž jsou

vyhodnocovány nejistoty kalibrace, vizualizace proudu, záznamu obrazu a zpracování dat.

Westergaard a kol. [49] se zabývali přesností přenosu a zpracování signálu světla rozptýleného sytící částicí. Vyjádřili nejistotu posunutí korelačního vrcholu při vzájemné korelaci. Pokud odhadovaná pozice korelačního vrcholu μ_i jednoho páru částic je spojena s nejistotou $\sigma(\Delta x_i)$, potom přesnost odhadu jednoho samostatného posunutí vycházející z vyhodnocované oblasti obsahující N_I obrazů částic, bude mít kombinovanou nejistotu:

$$s(m_x) = \frac{1}{N_I} \sqrt{s^2(\Delta x_1) + s^2(\Delta x_2) + \dots} = \frac{s(\Delta x)}{\sqrt{N_I}}. \quad (3.1-8)$$

V praxi se často stává, že clona objektivu je otevřena na maximum, aby na CCD senzor dopadalo dost světla a bylo detekováno co nejvíce částic. To může způsobit, že průměry obrazů částic jsou menší než 1 pixel. Přesnost posunutí takové částice je poté $\pm 0,5$ pixelů, což odpovídá nejistotě $\sigma(\Delta x) = 0,33$ pixelů. Pokud se ovšem ve vyhodnocované oblasti nachází alespoň $N_I = 10$ částic, jak bylo doporučeno výše, máme dobrý signál a přesnost PIV je potom 0,1 pixelu.

Gordon a kol. [50] popisuje tři hlavní zdroje nahodilých chyb: nejistota vyhodnocení korelačního vrcholu, nejistota zvětšení – tj. prostorového rozlišení a konečně přesnost časového rozlišení.

Podobně k vyhodnocení chyb přistupuje i Wernet [51]. Podle něj je celková nejistota měření PIV (3.1-9) způsobena zejména nepřesností při určení korelačního vrcholu. Je zde zmíněna i chyba měření času mezi dvěma záblesky, která je ovšem nepatrná.

$$s^2 = \left(\frac{st}{\Delta t} \right)^2 + \left(\frac{s(\Delta x)}{1/4 N_{\text{int}}} \right)^2, \quad (3.1-9)$$

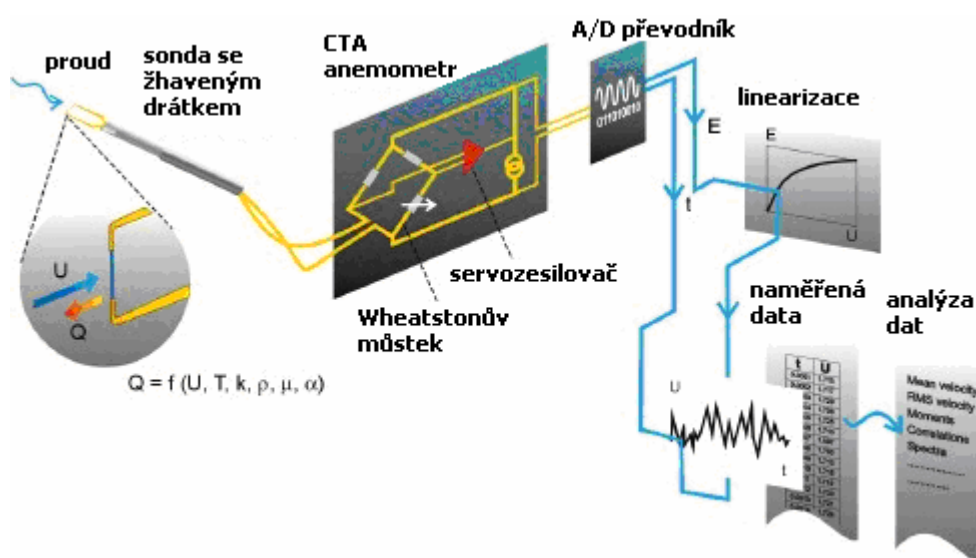
kde $\sigma t = 4$ ns je délka trvání pulzu laseru, $\Delta t = 50$ μ s (pro $Re = 1600$) je čas mezi dvěma pulzy. Chyba měření času mezi záblesky laseru je tedy zanedbatelná. Chyba určení korelačního vrcholu při velikosti vyhodnocované oblasti 32 x 32 pixelů a podmínce maximálního posunutí částice o $1/4$ strany vyhodnocované oblasti odpovídá $(\sigma(Dx)/\sqrt{4N_{\text{int}}}) = (0,1/8) = 0,0125$, resp. 0,0083 při započtení 50% překrytí vyhodnocovaných oblastí. Výsledkem je tedy nejistota naměřené rychlosti v rozsahu 0,83–1,25%.

3.2 Anemometr se žhaveným drátkem

Anemometr se žhaveným drátkem využívá velmi jemný drátek (v řádu mikrometrů, často wolframový), který je elektricky zahříváný – Jørgensen [52], Bruun [53].

Teplota drátku musí být vyšší než je teplota okolí. Anemometr pracuje buď v režimu konstantní teploty drátku (Constant Temperature Anemometry, CTA) nebo konstantního žhavicího proudu (Constant Current Anemometry, CCA).

Ochlazování drátku lze definovat jako funkci rychlosti proudění vzduchu, teploty drátku a fyzikálních vlastností vzduchu. Schéma měření je na obr. 3-6 (obr. modifikován podle [43]).



Obr. 3-6 Základní princip měření systémem CTA (modifikováno z [43])

Vztah mezi tepelným tokem odváděným konvekcí z drátku a rychlostí proudění okolní tekutiny bývá označován jako tzv. „ochlazovací zákon“. Jedním z historicky prvních takových vztahů je Kingův ochlazovací zákon z roku 1914. Původní tvar je poměrně komplikovaný (Zdravkovich, [54]), nicméně pro objasnění principu zde postačí jeho zjednodušená úprava [53], která velmi názorně vystihuje podstatu, kterou je lineární závislost mezi Nusseltovým číslem a odmocninou Reynoldsova čísla:

$$Nu = C_1 + C_2 Re^{0.5} \quad (3.2-1)$$

kde C_1 a C_2 jsou konstanty a Nu je Nusseltovo číslo. Definice čísla Nu má následující tvar:

$$Nu = h \frac{D_d}{k} \quad (3.2-2)$$

kde h je součinitel přestupu tepla, D_d je průměr drátku a k je teplotní vodivost tekutiny. Jelikož dodaný elektrický příkon (Jouleův příkon) je součinem elektrického napětí E a proudu I , možno z uvedených vztahů odvodit závislost mezi napětím na drátku E a okamžitou rychlostí proudění $u = Q/A$:

$$E^2 = (A + B\sqrt{u})(T_w - T_\infty), \quad (3.2-3)$$

kde A , B jsou kalibrační konstanty. Vlastnímu měření musí předcházet kalibrace, jejíž smyslem je konkretizovat obecnou závislost mezi měřeným napětím E a rychlostí proudění u .

Při kalibraci rychlost vyhodnocujeme jiným, pokud možno co nejpřesnějším nezávislým experimentem. Takto vyhodnocené, známé rychlosti pak přiřazujeme naměřené napětí na drátku. Přitom volba typu kalibrační funkce $E(u)$ může vycházet z fyzikálních principů, jak naznačeno výše pomocí Kingova zákona, anebo může jít o čistou matematickou korelaci např. vhodným polynomm.

Anemometry se žhaveným drátkem mají velmi dobrou frekvenční odezvu a v porovnání s dalšími měřicími metodami i velmi dobré prostorové rozlišení [52, 53]. Proto jsou využívány zejména pro podrobné měření turbulentního proudění nebo pro studium proudění s výraznými fluktuacemi rychlostí.

3.2.1 Nejistoty měření anemometrem se žhaveným drátkem

Detailní návod pro výpočet nejistot měření anemometrem se žhaveným drátkem se nachází v manuálu firmy Dantec Dynamics [55]. Celková nejistota měření U_{celk} je podle standardů ISO [56] definována jako kombinace dílčích nejistot $U(y_i)$ plynoucích od jednotlivých vstupních proměnných x_i . Výstupní veličina y_i je přitom definována jako funkce vstupních proměnných $y_i = f(x_i)$. Relativní standardní nejistotu výstupní veličiny y_i vyjádříme rovnicí (3.2-4):

$$u(y_i) = \frac{1}{y_i} S \left(\frac{\Delta x_i}{k_i} \right), \quad (3.2-4)$$

kde $S = \delta y_i / \delta x_i$ je faktor citlivosti a k_i je faktor pokrytí závislý na statistickém rozložení vstupní veličiny. V našem případě měření rychlosti uvažujeme Gaussovo rozdělení, kdy pro obvykle požadovanou pravděpodobnost 95% (tj. nejistota měření 1:20) činí celková pravděpodobná chyba (nejistota měření) dvojnásobek střední kvadratické chyby (výběrové směrodatné odchylky):

$$U_{celk} = 2 \sqrt{\sum u(y_i)^2} \quad (3.2-5)$$

Pomocí uvedených vztahů vypočítáme nejistotu určení jednoho vzorku, která slouží k posouzení přesnosti měření. Následující text uvádí vztahy pro určení nejistot vstupních veličin konkrétního měření rychlosti anemometrem se žhaveným drátkem [55].

Vliv anemometru (posuv nuly, odstup signálu od šumu, frekvenční odezva)

V současnosti mají komerčně využívané anemometry velmi malý posuv nuly a dobrý odstup signálu od šumu, takže ve srovnání s ostatními faktory je nejistota způsobená těmito vlivy zanedbatelná. Chybu frekvenční odezvy anemometru lze zanedbat, pokud jsou frekvence v proudu přibližně o polovinu nižší než je mezní frekvence anemometru, v našem případě má anemometr mez přibližně 10 kHz [53].

Kalibrace

Obvykle je kalibrační rychlost vyhodnocována z měření tlaku. Nejistota vzniklá kalibrací potom může být významná. Pro její výpočet se vychází ze standardní nejistoty mikromanometru, která je udávána výrobcem. Má náhodný charakter a normální rozdělení.

$$U(U_{cal}) = \frac{1}{100} \cdot STDV(U_{calibrator}(\%)) \quad (3.2-6)$$

Převod měřených dat (linearizace)

Nejistota je způsobená chybou při prokládání kalibračních bodů křivkou. Má náhodný charakter a normální rozdělení.

$$U(U_{lin}) = \frac{1}{100} \cdot STDV(\Delta U_{lin}(\%)), \quad (3.2-7)$$

kde $STDV(\Delta U_{lin})$ je standardní odchylka kalibračních bodů při proložení polynomem.

Rozlišení měřící karty (A/D převodníku)

Nejistota má náhodný charakter a rovnoměrné rozdělení.

$$U(U_{res}) = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{U} \cdot \frac{E_{AD}}{2^n} \cdot \frac{\partial U}{\partial E}, \quad (3.2-8)$$

kde U je rychlost proudění, E_{AD} je vstupní rozsah měřící karty, $\partial U / \partial E$ značí faktor citlivosti z kalibrační křivky $U = f(E)$ a n je rozlišení měřící karty v bitech.

Nejistota polohy sondy

Tato nejistota vzniká rozdílnou polohou sondy během kalibrace a během experimentu. Jedná se o změnu sklonu drátku sondy vzhledem k vektoru rychlosti. Nejistota má náhodný charakter a rovnoměrné rozdělení.

$$U(U_{pos}) = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot (1 - \cos \theta), \quad (3.2-9)$$

kde θ je úhel sklonu drátku sondy. Obvykle je nastavován s přesností $\Delta \theta = 1^\circ$.

Teplotní změny

Změna teploty okolí má vliv na změnu teploty senzoru, není-li anemometrem prováděna teplotní korekce, vzniká nejistota náhodného charakteru s rovnoměrným rozdělením.

$$U(U_{temp}) = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{U} \cdot \frac{1}{T_w - T_0} \cdot \left(\frac{A}{B} \cdot U^{-0,5} + 1 \right)^{0,5}, \quad (3.2-10)$$

kde T_w je teplota drátku a T_0 je referenční teplota okolí.

Změna teploty okolí dále způsobí změnu hustoty vzduchu. Nejistota má náhodný charakter a rovnoměrné rozdělení.

$$U(U_{rT}) = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \Delta r_T = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{\Delta T}{273}, \quad (3.2-11)$$

kde Δp_T je změna hustoty způsobená změnou teploty a ΔT je rozdíl mezi referenční teplotou a skutečnou teplotou během měření.

Změna atmosférického tlaku

Tlakové difference mají vliv na změnu hustoty vzduchu a tím pádem na výpočet rychlosti. Nejistota má náhodný charakter a rovnoměrné rozdělení.

$$U(U_{rP}) = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \left(\frac{P_0}{P_0 + \Delta P} \right), \quad (3.2-12)$$

kde P_0 je referenční atmosférický tlak a ΔP je rozdíl mezi referenčním tlakem a skutečným tlakem během měření.

Změna složení vzduchu, vliv vlhkosti

Složení vzduchu se během experimentu výrazně nemění. Jedinou změnou může být změna vlhkosti, což způsobí lepší vedení tepla. Nejistota má náhodný charakter a rovnoměrné rozdělení.

$$U(U_{hum}) = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{U} \frac{\partial U}{\partial P_{wv}} \cdot \Delta P_{wv}, \quad (3.2-13)$$

Vliv na přenos tepla je ovšem velmi malý, protože $\partial U / \partial P_{wv} \cong 0,01 U$ na 1 kPa změny parciálního tlaku vodních par P_{wv} .

3.2.2 Popis použitého anemometru

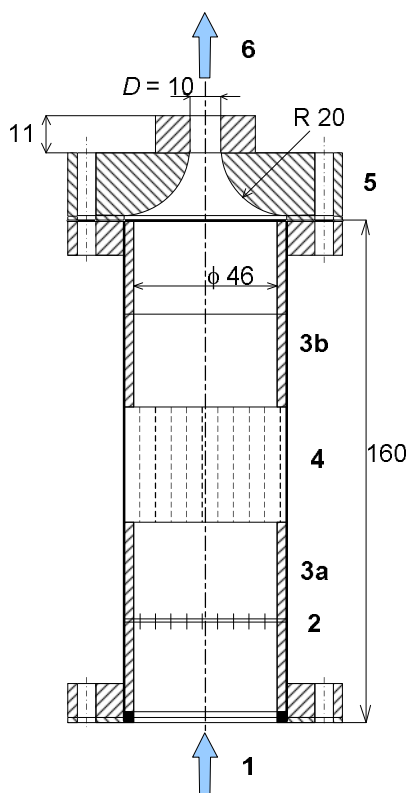
Pro experimenty byl použit anemometr se žhaveným drátkem MiniCTA s jednodrátkovou sondou 55P16 od firmy Dantec Dynamics. Vzorkovací frekvence byla nastavena na 10 kHz s počtem vzorků 32768 nebo 131072. Tzn. celková doba vzorkování byla 3 s až 13 s. Anemometr byl kalibrován obvykle v rozsahu od $0,17 \text{ m.s}^{-1}$ do 62 m.s^{-1} . Linearizační chyba kalibrace byla menší než 6% a maximální chyba rychlosti byla 7%.

4 Experimentální uspořádání zkoumané trysky

Osově symetrický proud vzduchu, sledovaný v této práci, je řízený soustavou syntetizovaných proudů. Jelikož tato úloha má komplexní charakter, je rozdělena na několik dílčích částí. Následující popis uspořádání experimentů je členěn obdobně na části popisující hlavní trysku, generátor jednoho samostatného syntetizovaného proudu a konečně kompletní trysku – tj. hlavní trysku vybavenou systémem čtyř generátorů.

4.1 Hlavní tryska

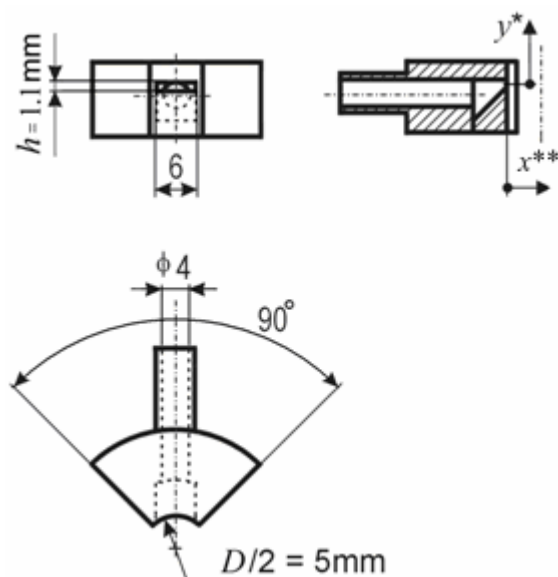
Na obr. 4-1 je schéma trysky zkoumané v této disertační práci. Hlavní tryska má průměr $D = 10,0$ mm a součinitel kontrakce $\varepsilon = (46/10)^2 = 21,2$. Primární proud vzduchu je do trysky přiváděn s konstantním (zvoleným) průtočným množstvím. Vzduch prochází mřížkou, uklidňovacími komorami a usměrňující voštinou.



Obr. 4-1 Uspořádání popisovaného experimentu; 1: přívod vzduchu, 2: mřížka, 3a, 3b: uklidňovací komory, 4: usměrňující voštiny, 5: kontrakční tryska, 6: zkoumaný proud

4.2 Generátor samostatného syntetizovaného proudu

Pro měření samostatného syntetizovaného proudu byla vyrobena kopie koncové části kompletní trysky z obr. 4-3, ze které byl vyříznut čtvrtinový segment s jedním generátorem syntetizovaného proudu – viz obr. 4-2. Šířka výstupní štěrby je označována $h = 1,1 \text{ mm}$, a její délka je $l = 6,0 \text{ mm}$. Válcový nátrubek s vnitřním průměrem 4 mm (viz obr. 4-2) je připojen silikonovou hadicí o délce 95–120 mm na komůrku vlastního generátoru. Jednou stěnou této komůrky je membrána o průměru 53 mm elektrodynamického reproduktoru Monacor SP-7/4S. Geometrie segmentu poskytla lepší přístup k ústí a umožnila proměřování syntetizovaného proudu metodou PIV. To u kompletní trysky dle obr. 4-1 není možné.



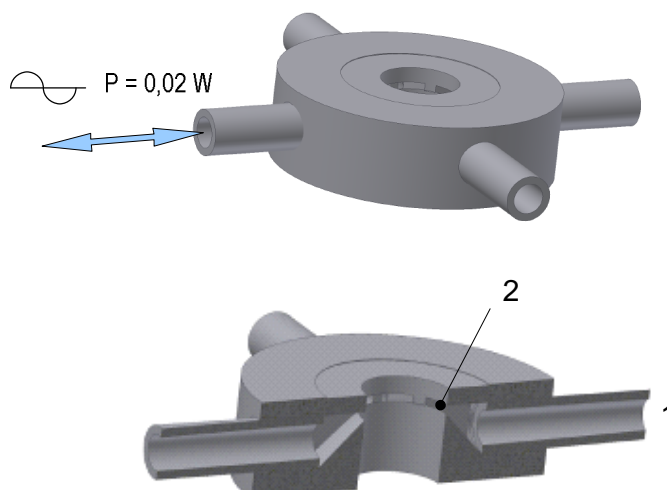
Obr. 4-2 Schéma segmentu vyrobeného pro měření samostatného syntetizovaného proudu

4.3 Kompletní tryska

Řízení proudu vzduchu z hlavní trysky je prováděno systémem čtyř generátorů. Každý z nich je nezávislý a stejný jako výše popsany samostatný generátor, tzn. každý obsahuje elektrodynamicky poháněnou membránu o průměru 53 mm (Monacor SP-7/4S), připojení silikonovou hadicí na výstupní štěrbinové otvory $1,1 \times 6,0$ mm.

Uspořádání čtveřice štěrbin je dobře patrné na obr. 4-3 a 4-4. Každá dvojice proti sobě stojících generátorů je zapojena do série a napájena sinusovým signálem s příkonem 0,02 W. Systém je navržen tak, aby bylo možné napájet aktuátory s různým fázovým posunem a různou polaritou signálu. Díky tomu je možné řídit primární proud v různých módech.

Pro potřeby měření byla tryska umístěna v uzavřeném měřicím prostoru o výšce 1 m a půdorysu $0,5 \times 0,5$ m, který je odvětrán do okolí ventilačním potrubím. Díky tomu obsahoval vzduch v okolí proudu dostatečné množství sytících částic pro měření PIV. Uzavřený měřicí prostor zároveň umožňoval zkoumání proudu bez nežádoucího ovlivnění např. prouděním vzduchu v místnosti.

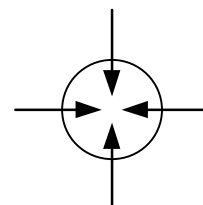


Obr. 4-3 Model systému čtyř generátorů pro kompletní trysku v axonometrickém zobrazení;
1: propojení hadičkou s komůrkou generátoru, 2: výstupního štěrbinu generátoru
1,1 mm × 6,0 mm.

Měření proudu na kompletní trysce (obr. 4-4) probíhala v následujících módech, n označuje počet řídících proudů:

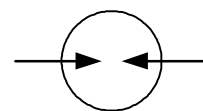
- (A) Osově symetrický mód,

$n = 4$, všechny syntetizované proudy pracují synchronně se stejnou fází.



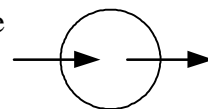
- (B) Rovinně symetrický mód,

$n = 2$, dva syntetizované proudy, ležící ve vyšetřované rovině (pravý a levý), pracují synchronně ve fázi.



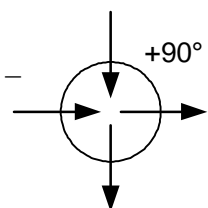
- (C) Bifurkační mód,

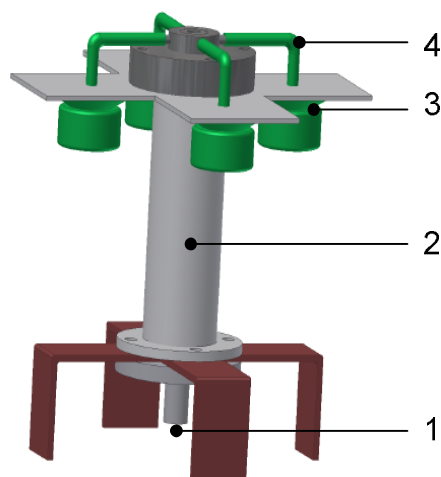
$n = 2$, dva syntetizované proudy, (pravý a levý), nacházející se ve vyšetřované rovině, pracují v protifázi; zbývající dva (pravý a levý) jsou nečinné.



- (D) Helikální mód („spirálový“),

$n = 4$, oba páry protilehlých aktuátorů (pravý – levý a přední – zadní) pracují v protifázi; mezi oběma páry je nastaven fázový posun o 90° .

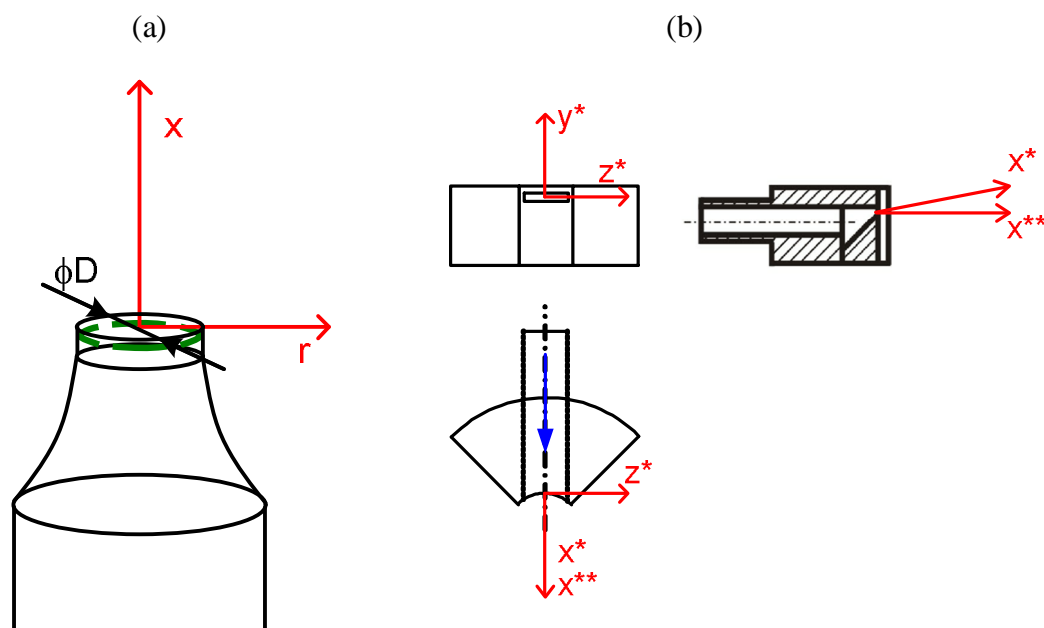




Obr. 4-4 Model kompletní trysky v axonometrickém zobrazení; 1: přívod vzduchu, 2: tryska hlavního proudu (obr. 4-1), 3: komůrka generátoru, 4: spojovací hadička, $l = 95$ mm, vnitřní průměr $\phi = 4,5$ mm

4.4 Definice souřadnic

V práci je věnována pozornost primárnímu proudu a samostatným řídicím proudům. Pro snadnou prostorovou orientaci byly zavedeny dva systémy souřadnic. Jeden systém x , r je použit pro měření proudu z hlavní trysky (obr. 4-1) i z kompletní trysky (obr. 4-4), viz obr. 4-5(a). Druhý systém x^* , y^* , z^* je použit pro měření samostatného syntetizovaného proudu dle obr. 4-2 – viz obr. 4-5(b). Jelikož měření ukázalo, že tento proud se odklání od geometrické osy x^{**} , je osa pro měření x^* odkloněna o stejný úhel, tzn. sleduje maxima profilu střední rychlosti – jak ukazuje obr. 4-5(b). Uvedený odklon samostatného syntetizovaného proudu je způsoben šikmým tvarem vnitřku trysky dle obr. 4-3. Podrobnosti jsou popisovány v kapitole 5.2.2 a na obr. 5.2-7 a 5.2-8; úhel odklonu mezi osami x^{**} a x^* byl vyhodnocen 11° pro budicí frekvenci $f = 81$ Hz.



Obr. 4-5 Definice souřadnic, (a) hlavní tryska, (b) samostatný syntetizovaný proud

4.5 Parametry experimentů

Pro experiment bylo použito následujícího nastavení hlavního proudu a čtveřice řídicích proudů, Tabulka 1 a Tabulka 2:

Tabulka 1: Parametry proudu a řízení při $f = 81$ Hz, $n = 4$

Re	500	1000	1600	3000	5000
U [m/s]	0,8	1,6	2,5	4,8	7,9
Re_{SJ}	60	60	60	60	60
U_{0SJ}	0,42	0,42	0,42	0,42	0,42
$L_0/(2h)$	2,36	2,36	2,36	2,36	2,36
c_U	0,53	0,26	0,17	0,09	0,05
c_Q	0,18	0,088	0,056	0,029	0,018
c_m	0,23	0,057	0,023	0,0063	0,0023

Parametry hlavní části experimentů byly voleny tak, aby se Strouhalova čísla nacházela v rozsahu doporučeném v předchozích pracích. Jak bylo uvedeno v části 1.1, Crow a

Champagne [3] našli nejvyšší citlivost osově symetrického kruhového proudu na vnější excitace v rozmezí Strouhalova čísla 0,3–0,35 (tzv. preferovaný mód, tj. nejvyšší ovlivnění při působení malých vnějších podnětů). Thomas [4] uvádí, že nejvyšší citlivost proudu se nachází v rozmezí Strouhalova čísla 0,25–0,85. Vlasov a Ginevski [5] odvodili hodnotu pro nejvhodnější mód v rozmezí $St = 0,3–0,5$ na konci potenciálního jádra proudu.

Frekvence oscilací byly voleny v rozsahu $f = 20–500$ Hz, což v kombinaci s různými Re odpovídá poměrně širokému rozsahu 2 řádů $St = 0,025–2,6$. Ovšem většina experimentů byla soustředěna na menší rozsah $St = 0,10–0,63$ – tento rozsah je vyznačen v Tabulce 2.

Tabulka 2: Strouhalova čísla proudu při různých Re a frekvencích řídících proudů

Re	500	1000	1600	3000	5000
St ($f = 20$ Hz)	0,25	0,13	0,080	0,042	0,025
St ($f = 30$ Hz)	0,38	0,19	0,12	0,063	0,038
St ($f = 50$ Hz)	0,63	0,31	0,20	0,10	0,063
St ($f = 81$ Hz)	1,01	0,51	0,32	0,17	0,10
St ($f = 100$ Hz)	1,3	0,63	0,40	0,21	0,13
St ($f = 150$ Hz)	1,9	0,94	0,60	0,31	0,19
St ($f = 190$ Hz)	2,4	1,2	0,76	0,40	0,24
St ($f = 210$ Hz)	2,6	1,3	0,84	0,44	0,27
St ($f = 360$ Hz)	-	-	1,42	0,76	0,49
St ($f = 500$ Hz)	-	-	-	1,05	0,63

5 Výsledky experimentů

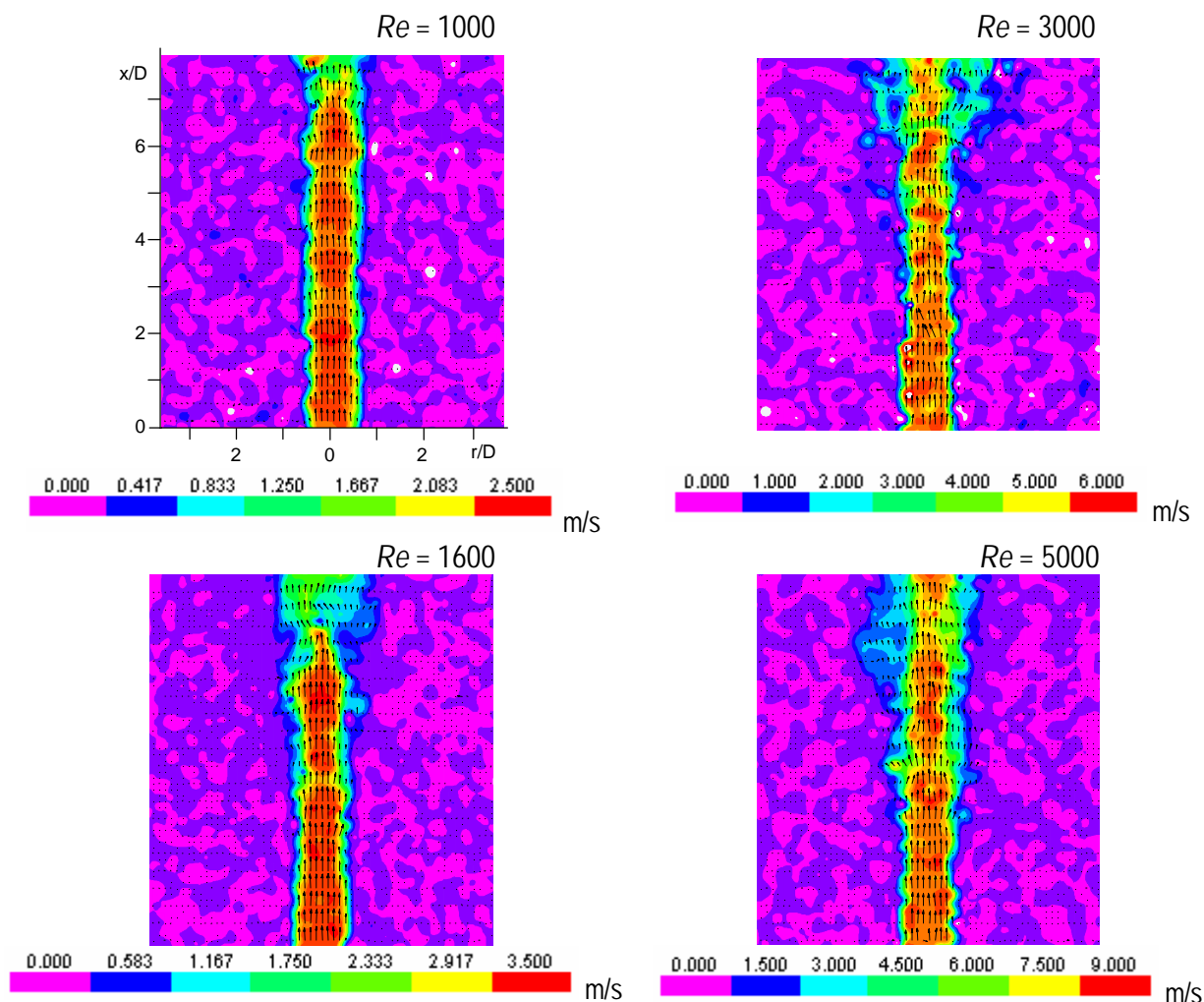
Výsledky jsou představeny v systematickém pořadí. Nejprve je popsán hlavní proud bez řízení – je definována počáteční oblast, přechodová oblast a oblast vyvinutého proudu. Rychlostní profily a pokles rychlosti v ose trysky jsou porovnány s literaturou.

Následuje samostatný syntetizovaný proud, který byl mimo metody PIV zkoumán i anemometrem se žhaveným drátkem (CTA). Experimenty byly zaměřeny na popis frekvenční charakteristiky, rychlostních profilů a poklesu rychlosti na ose trysky samostatného syntetizovaného proudu. Zároveň byl zkoumán rozdíl mezi syntetizovaným proudem ze samostatného segmentu a kompletní trysky.

Poslední a nejrozsáhlejší část experimentu byla věnována zkoumání osově symetrického proudu vzduchu aktivně řízeného čtyřmi generátory syntetizovaných proudů. Výsledky popisují možnosti řízení hlavního proudu v módech A, B, C a D. Pozornost je věnována účinku jednotlivých módů na hlavní proud s ohledem na rychlostní profily proudu, pokles rychlosti na ose trysky a rozšíření proudu. Dále je zkoumán vliv nejdůležitějších parametrů, tedy Reynoldsova čísla, Strouhalova čísla a amplitudy řídících proudů, vyjádřené součinitelem hybnosti c_m .

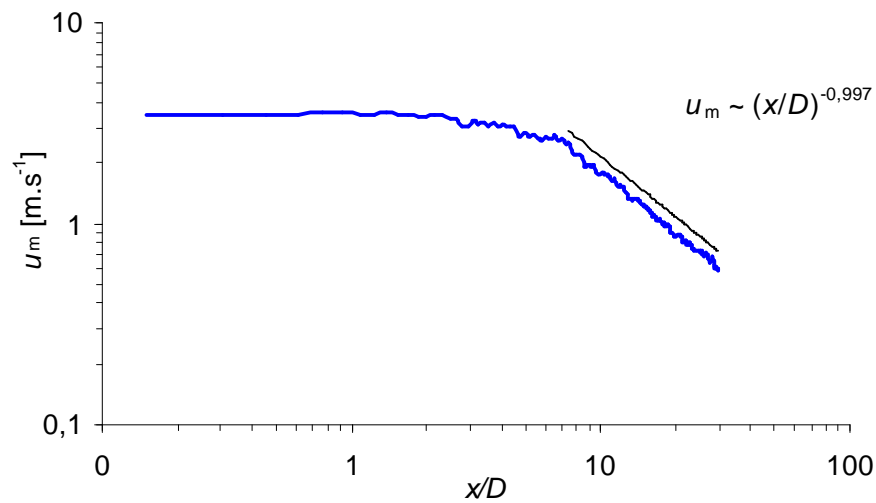
5.1 Osově symetrický proud (hlavní proud bez řízení)

Hlavní proud byl zkoumán metodou PIV. Výsledné rychlosti jsou spočítány ze 100 vektorových map časovým průměrem podle rovnice (2.4-4), s výjimkou obr. 5.1-1.



Obr. 5.1-1 Osově symetrický proud při různých Re

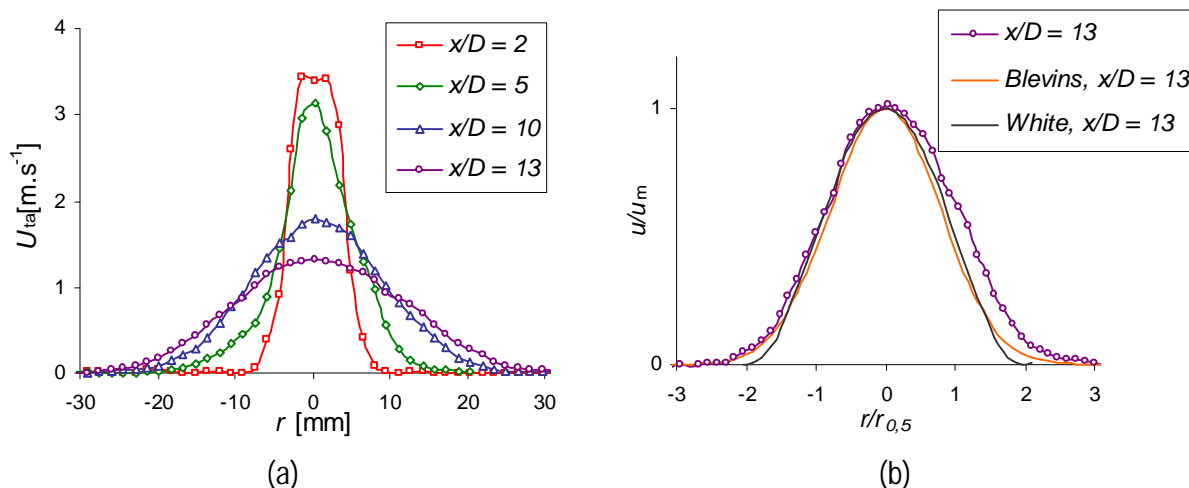
Na obr. 5.1-1 jsou zobrazeny vektorové mapy okamžité rychlosti hlavního proudu podbarvené skalárními mapami rychlosti. Ačkoliv další výsledky již uvádějí rychlost proudu vypočítanou průměrem z více měření (podle rovnice (2.4-4)), zde je výhodnější zobrazit okamžitou rychlost. Díky tomu jsou dobře patrné drobné víry na okrajích hlavního proudu. Při nižších $Re = 1000$ a 1600 je úroveň vířivosti nižší. Nedochází tak k výraznému směšování hlavního proudu a okolního vzduchu a hlavní proud si až do vzdálenosti $x/D = 6-7$ udržuje konstantní průměr a teprve poté se začíná mírně rozšiřovat. Při vyšších $Re = 3000$ a 5000 se proud rozšiřuje už od $x/D = 5$, resp. 4 a na ose proudu jsou patrné větší rychlostní gradienty.



Obr. 5.1-2 Pokles rychlosti osově symetrického proudu na ose trysky pro $Re = 1600$

Obr. 5.1-2 ukazuje naměřený pokles rychlosti podél osy proudu. Velmi dobře můžeme rozeznat 3 základní oblasti proudu, jak jsou známe z dostupné literatury (Schlichting [13], Blevins [42]) a jak bylo popisováno v kapitole 2.1:

- Počáteční oblast proudu, kde je rychlost přibližně konstantní (zhruba do vzdálenosti $x/D < 4$). Jedná se o potenciální jádro proudu, kam nezasahuje vliv směšovací smykové vrstvy z okolí.
- Přechodová oblast (přibližně $3 < x/D < 7$), kdy začne pokles rychlosti proudu $u_m \sim x^n$ až dojde k ustálení exponentu n na přibližně konstantní hodnotu.
- Oblast vyvinutého proudu (přibližně $x/D > 7$). Pokles rychlosti odpovídá závislosti $u_m \sim x^n$, kde exponent n byl vyhodnocen metodou nejmenších čtverců jako $n = -0,997$. Tento exponent velmi dobře odpovídá poznatkům z literatury, kde se uvádí $n = -1$ (Schlichting [13], Blevins [42]).


 Obr. 5.1-3 Rychlostní profily osově symetrického proudu pro $Re = 1600$

(a) naměřené profily, (b) porovnání naměřených profilů s profily dle literatury (Blevins [42], White [58])

Rychlostní profily jsou vyneseny na obr. 5.1-3(a) pro vzdálenosti $x/D = 2, 5, 10$ a 13 pro $Re = 1600$.

- Počáteční oblast či oblast nejbližší trysky ve vzdálenosti $x/D = 0-2$ vykazuje plochý vyrovnaný profil (anglicky též „top-hat profil“).
- Přechodová oblast se nachází ve vzdálenosti přibližně $x/D = 3-7$. V této oblasti začíná pokles rychlosti na ose trysky a zároveň směřování vzduchu z vnějších částí proudu s okolním vzduchem.
- Oblast vyvinutého proudu začíná přibližně ve vzdálenosti $x/D > 7$. Rychlostní profily jsou si navzájem podobné – tj. v bezrozměrném tvaru je můžeme transformovat do stejného (univerzálního) tvaru. Chování proudu je tradičně označováno jako automodelní (z ruského „автомодельность“) nebo „samopodobné“ (z anglického „self similar“) popř. „similaritní“ (z anglického „similarity“ a latinského „similitudo“). Existuje i český název „podobnost bez omezení“ [57], ale ten je poměrně těžkopádný a proto se příliš neujal.

Pro porovnání jsou rychlostní profily konfrontovány se známým Gaussovým průběhem, jehož bezrozměrný tvar udávají rovnice 2.1-1 a 2.1-2 (Blevins [42]). Druhý známý průběh, který je v obr. 5.1-3(b) vynesen rovněž, uvádí White [58] v rozsahu $0 < r < 2 r_{0,5}$:

$$\frac{u}{u_m} = \cos^2 \left(\frac{p}{4} \frac{r}{r_{0,5}} \right), \quad (5.1-1)$$

Obr. 5.1-3(b) ukazuje velmi dobrou shodu naměřených rychlostních profilů s rovnicemi (2.1-2) a (5.1-1) především v centrální části proudu. Menší rozdíly jsou pouze u okraje proudu, tj. v místech nejmenších rychlostí, kde je měření zatíženo největší relativní chybou a experiment je velmi citlivý na rušivé vlivy z okolí. Oblast velmi malých rychlostí ovšem není předmětem zájmu této práce.

Jak je zřejmé, naměřené výsledky vývoje hlavního proudu splnily očekávání. Chování proudu velmi dobře odpovídá poznatkům z dostupné literatury (Schlichting [13], Blevins [42], White [58]). Možno tedy přistoupit k další části této práce, a věnovat se proudům syntetizovaným, které poté budou použity jako proudy řídicí.

5.2 Samostatný syntetizovaný proud

Měření samostatného syntetizovaného proudu, probíhalo na vyrobeném segmentu (obr. 4-2) i na kompletní trysce vybavené čtveřicí generátorů (obr. 4-4). Vyrobený segment umožnil měření i vizualizaci proudění systémem PIV. Měření na kompletní trysce bylo provedeno anemometrem se žhaveným drátkem (CTA). Pro potřeby srovnání byl stejným způsobem proměřen i segment.

Výroba přesné kopie segmentu byla konstrukčně složitá, proto bylo nutné ověřit míru shody obou zařízení. V rámci měření CTA byla ověřena tři potenciálně problémová místa z hlediska změny rychlosti syntetizovaného proudu. Těmi byly přesnost vyrobeného segmentu, vliv délky hadičky spojující dutinu reproduktoru s výtokovou šterbinou a zapojení reproduktorů.

Bylo proměřeno šest různých nastavení, přičemž měření (A)–(C) probíhalo na segmentu a (D)–(F) na kompletní trysce. Při měření proudění ze segmentu byl využit stávající reproduktor č. 3 z kompletní trysky, k němuž byl hadičkou dlouhou $l = 95$ mm nebo 120 mm připojen segment.

V případě (A) byl segment napájený reproduktorem č. 3 (příkon 0,01 W) zapojen do série s dalším reproduktorem (č. 4, rovněž 0,01 W), umístěným mimo sledované proudové pole, aby zatížení zesilovače bylo totožné s případy (D) a (F). V případech (B) a (C) je segment zapojen samostatně s příkonem 0,01 W. V případech (D) a (F) byly reproduktory zapojeny v protifázi, tedy v módu C, jak je definováno v kapitole 4.3. To

znamená, že ve stejném okamžiku je do jedné dutiny vzduch nasáván, zatímco druhý generátor vzduch vyfukuje. Přehled nastavení (A) – (F) je shrnut v Tabulce 3.

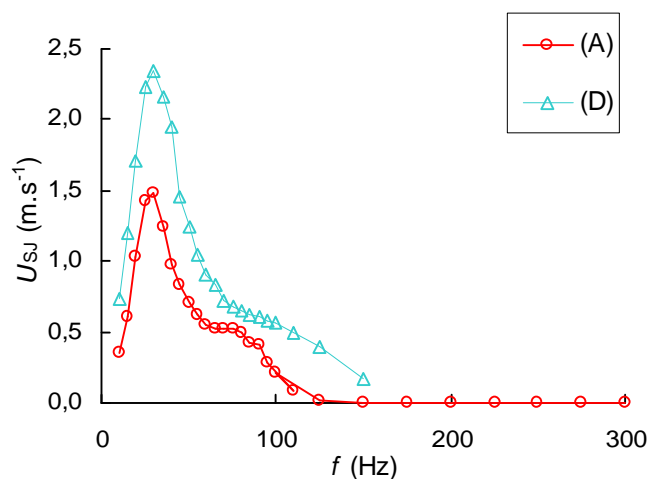
Tabulka 3: Parametry termoanemometrických měření samostatného syntetizovaného proudu

Měření	Generátor	Délka přípoj.		Měřené místo($z^* = 0$)		Reproduktory č.	Příkon P (W)
		hadičky l (mm)		x^{**} (mm)	y^* (mm)		
(A)	segment	120		1,5	0	3 (+ 4)	0,01(+ 0,01)
(B)	segment	120		1,5	0	3	0,01
(C)	segment	95		1,5	0	3	0,01
(D)	kompletní	95		1,5	0	3+4	0,01+0,01
(E)	kompletní	95		1,5	0	3	0,01
(F)	kompletní	95		5,0	$h/2$	3+4	0,01+0,01

5.2.1 Termoanemometrická měření – frekvenční charakteristiky

Nejprve byla změřena frekvenční charakteristika na segmentu (A) a kompletní trysce (D), obr. 5.2-1. Vynášeny jsou časově střední rychlosti, vyhodnocené dle rovnice (2.4-4). Jak bylo zjištěno, maximální střední rychlost je dosahována při frekvenci oscilací $f = 30$ Hz. Poté následuje pokles, přičemž v rozmezí $f = 60$ – 80 Hz a 70 – 100 Hz pro segment i kompletní trysku je rychlost proudu přibližně konstantní. Poté pokračuje pokles rychlosti a při $f > 150$ Hz se rychlost proudu pohybuje v řádu centimetrů za sekundu a je tedy již zanedbatelná.

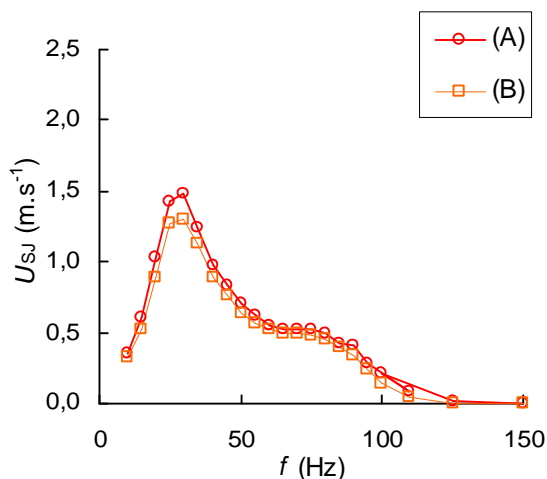
Maximální střední rychlost proudu u segmentu při $f = 30$ Hz je $U_0 = 1,48 \text{ m.s}^{-1}$, u kompletní trysky při stejné frekvenci je to $U_0 = 2,35 \text{ m.s}^{-1}$, což je o 60% více. Při vyšších frekvencích je tento relativní rozdíl ještě větší, přičemž rychlost proudu z kompletní trysky je vždy vyšší. Rozdíly v rychlostech mohou být způsobeny odchylkami geometrie (nepřesnosti výstupní štěrbinu h a vnitřního uspořádání, připojení na dutinu s membránou reproduktoru rozdílnými hadičkami) a dále také prostorovým uspořádáním experimentu, kdy se ovlivňují protiběžné proudy. Tyto vlivy jsou diskutovány v následujících odstavcích.



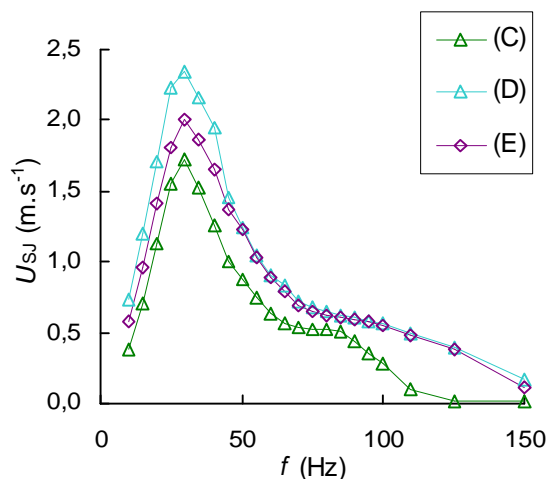
Obr. 5.2-1 Frekvenční charakteristika segmentu (A) a kompletní trysky (D)

Z grafu na obr. 5.2-2 je patrné, že případ (A) dosahuje poněkud větší rychlosti, než proud generovaný při zapojení (B). Maximální rozdíly jsou zanedbatelné (konkrétně menší než 6%) a jsou způsobeny rozdílným chováním zesilovače pro různé výkonové zátěže v obou případech.

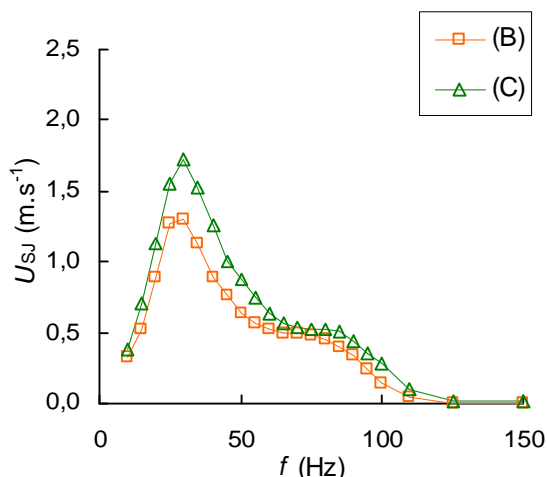
Dále bylo nutné posoudit přesnost výroby segmentu a kompletní trysky. Na obr. 5.2-3 jsou v grafu vyneseny průběhy rychlostí tří syntetizovaných proudů, generovaných ze (C) segmentu, (D) kompletní trysky při napájení protilehlé dvojice reproduktorů a (E) kompletní trysky při napájení pouze jednoho reproduktoru. Porovnání průběhů (D) a (E) ukazuje, že rychlost je nejvyšší v případě dvojice protiběžných syntetizovaných proudů (D) – obdobně jako v obr. 5.2-2. To svědčí o vzájemném pozitivním ovlivňování protiběžných proudů (které jsou v protifázi). Průběh (C) se týká měření se segmentem, který dává poněkud menší maximum rychlosti než případ (E) (zhruba o 15 %).



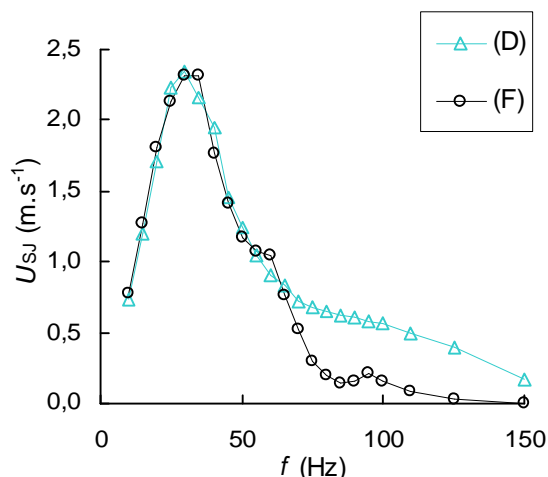
Obr. 5.2-2 Frekvenční charakteristika segmentu – porovnání napájení (A) a (B)



Obr. 5.2-3 Porovnání kompletní trysky při odlišném napájení (D) a (E) a segmentu (C)



Obr. 5.2-4 Porovnání syntetizovaného proudu ze segmentu připojeného k reproduktoru různě dlouhými hadičkami – (B) $l = 120$ mm, (C) $l = 95$ mm



Obr. 5.2-5 Syntetizovaný proud z kompletní trysky, sonda umístěna blízko ústí jedné ze štěrbin $x^{**} = 1,5$ mm (D), resp. uprostřed $x^{**} = 5$ mm (F)

Při PIV experimentech bylo nutné připojit segment k reproduktoru delší hadičkou ($l = 120$ mm). Standardní hadičky délky $l = 95$ mm, kterými byla kompletní tryska vybavena, by totiž neumožňovaly umístění a natočení segmentu do polohy pro měření PIV. Termoanemometrické měření ukázalo, že při použití kratší hadičky je střední rychlost syntetizovaného proudu poněkud vyšší v celém rozsahu zkoumaných frekvencí – viz obr. 5.2-4, porovnávající měření (B) a (C).

Obr. 5.2-5 ukazuje porovnání syntetizovaného proudu z kompletní trysky, kdy sonda byla umístěna blízko ústí jedné ze štěrbin (D) $x^{**} = 1,5$ mm a uprostřed (F) $x^{**} = 5$ mm, umístění sondy je označeno i na obr. 5.2-8 v následující kapitole. Na první pohled se může zdát překvapivé, že pro velkou část zkoumaných frekvencí 10–65 Hz jsou rozdíly nepatrné. Důvod je zřejmý – uvedená místa $x^{**}/h = 1,4$ a $4,5$ jsou zanořena hluboko dovnitř jádra proudu, kde ještě nedoléhá vliv okolí, který by způsoboval pokles střední rychlosti. Pro názornost uveďme, že u kontinuálního proudu bychom hovořili o potenciálním jádru proudu. K pozvolnému poklesu rychlosti začíná docházet až pro větší vzdálenosti $x^{**} > 3$ mm, jak bude diskutováno v následujícím odstavci a prezentováno na obr. 5.2-11.

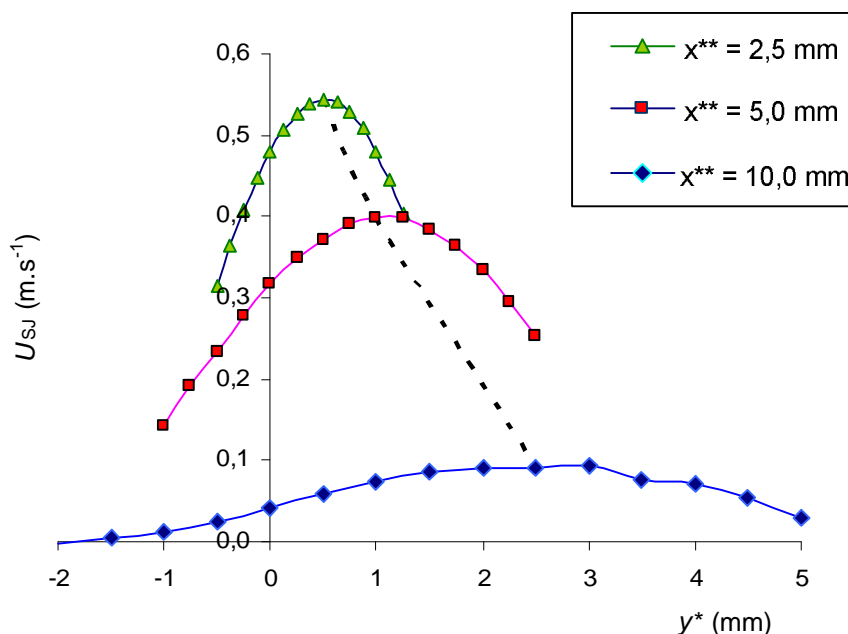
Uvedené porovnání výsledků termoanemometrických měření (A)–(F) prokázalo, že chování syntetizovaného proudu ze samostatného generátoru (segmentu) je poměrně blízké chování čtveřice řídících syntetizovaných proudů, generovaných v kompletní trysce. Rezonance byly nalezeny ve všech zkoumaných případech (A)–(F) v oblasti nízkých frekvencí 27–35 Hz. Odlišnosti, které byly odhaleny, jsou způsobeny především odchylkami geometrie (ať již výrobními nepřesnostmi nebo změnou délky napájecí hadičky, kterou si vyžádaly prostorové nároky měření PIV). K odlišnostem přispívá i vzájemné ovlivňování protiběžných proudů. Co je ovšem podstatné: samostatného generátoru (segmentu) lze velmi dobře použít pro experimentální výzkum kompletní trysky, neboť výsledky získané jeho proměřováním platí i pro kompletní trysku. Přitom přístupnost štěrbin tohoto segmentu je mnohem lepší pro obojí měření (termoanemometrická i PIV).

5.2.2 Termoanemometrická měření – rychlostní profily

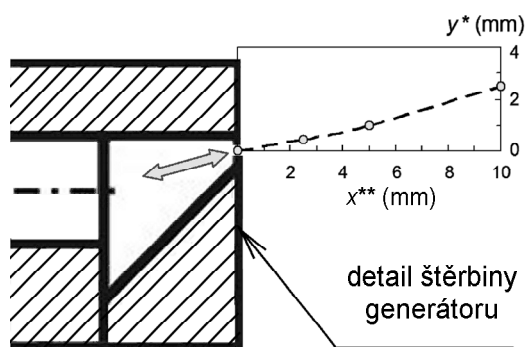
Termoanemometrické měření rychlostních profilů bylo prováděno pro samostatný syntetizovaný proud, generovaný ze segmentu. Výsledky jsou na obr. 5.2-6 až 5.2-11 (některé tyto výsledky již byly publikovány – Trávníček a kol. [33]).

Měření probíhala na segmentu připojeném hadičkou o délce 95 mm k reproduktoru č. 3, který byl napájen příkonem 0,01 W. Profily časově střední rychlosti v rovině $x^{**}y^{**}$ při frekvenci oscilací $f = 81$ Hz jsou na obr. 5.2-6. Zde se potvrdil předpoklad daný geometrií generátoru, že syntetizovaný proud se odklání od osy x^{**} . Na obr. 5.2-7 je

pro lepší představu znázorněno ústí generátoru s grafem maxim rychlosti v rovině $x^{**}y^*$ ve stejném měřítku.

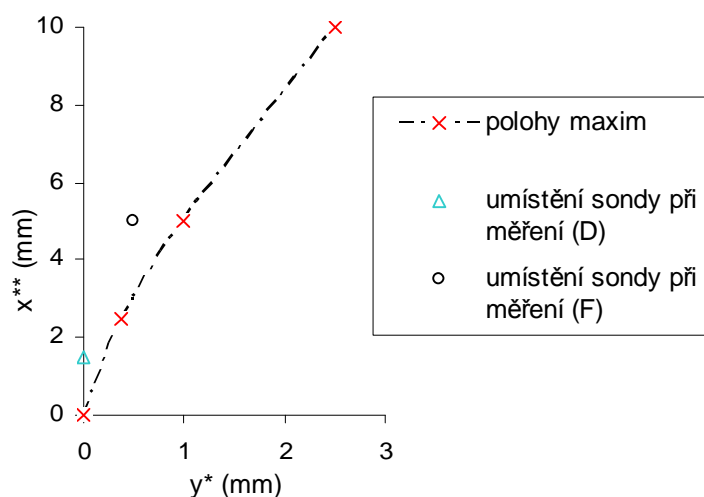


Obr. 5.2-6 Rychlostní profily syntetizovaného proudu ve vzdálenostech $x^{**} = 2,5; 5$ a 10 mm, $f = 81$ Hz



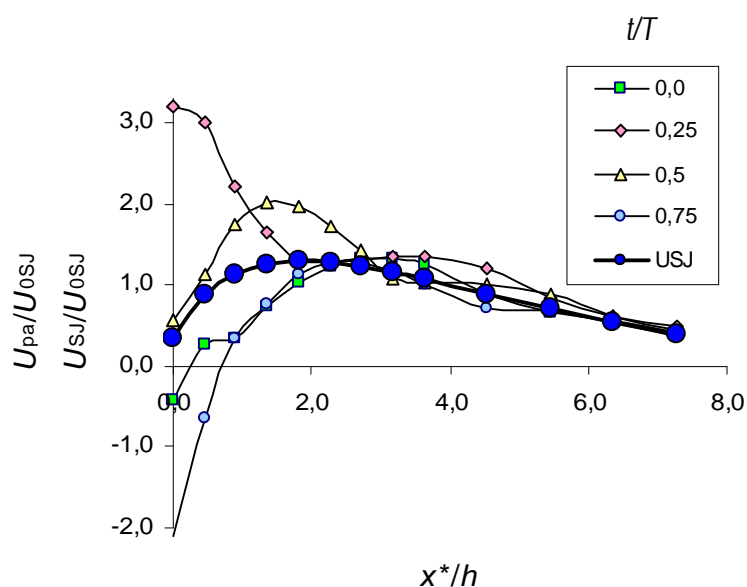
Obr. 5.2-7 Schéma trysky a znázorněný odklon proudu od osy x^{**} – polohy maxim rychlosti ve vzdálenostech $x^{**} = 2,5; 5$ a 10 mm od ústí trysky, $f = 81$ Hz

Na obr. 5.2-8 jsou v grafu vynesena maxima rychlostí ve vzdálenostech $x^{**} = 2,5; 5,0$ a $10,0$ mm. Proud se od osy x^{**} odklání pod úhlem 11° .



Obr. 5.2-8 Schéma trysky a znázornění odklon proudy od osy x^{**} – polohy maxim rychlosti ve vzdálenostech $x^{**} = 2,5; 5$ a 10 mm od ústí trysky; $f = 81$ Hz; polohy umístění sondy v měřeních (D) a (F), obr. 5.2-5

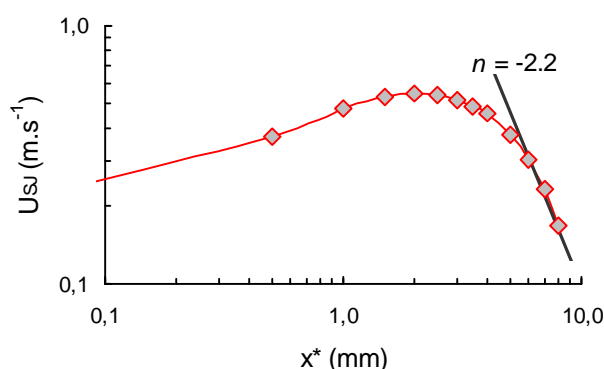
Pokles rychlosti syntetizovaného proudy byl měřen termoanemometrickou sondou podél čerchované čáry, obr. 5.2-7, značící polohu maximálních rychlostí – měření tedy probíhalo na odkloněné ose x^* . V grafu, obr. 5.2-9, jsou vyneseny průběhy fázově průměrované rychlosti pro $t/T = 0,0; 0,25; 0,5$ a $0,75$ a časově střední rychlost syntetizovaného proudy U_{SJ}/U_{0SJ} .



Obr. 5.2-9 Pokles fázově průměrné a střední rychlosti syntetizovaného proudy v závislosti na vzdálenosti od ústí trysky při $f = 81$ Hz

Obr. 5.2-10 pak ukazuje pokles střední rychlosti U_{SJ} v logaritmických souřadnicích. Jak je zřejmé, v dostatečné vzdálenosti ($x^* > 5$ mm) klesá tato rychlost podle vztahu $U_{SJ} \sim x^n$, kde koeficient $n = -2,2$. Tento pokles je překvapivě velký, což si zaslouží stručné objasnění.

Pokles střední rychlosti stacionárního dvourozměrného proudu podél osy lze popsat vztahem $u_m \sim x^n$, kde exponent $n = -0,5$ – viz např. Schlichting [13]. Přitom je známo, že dvourozměrný syntetizovaný proud má v dostatečné vzdálenosti exponent poklesu porovnatelný, i když poněkud vyšší – např. Smith a Glezer [8] vyhodnotili $n = -0,58$. Hlavní příčiny vyhodnocení mnohonásobně rychlejšího poklesu rychlosti $U_{SJ} \sim x^{-2,2}$ (obr. 5.2-10) jsou dvě, přitom obě jsou spojené s trojrozměrnými efekty v proudovém poli: Jednak štěrba je poměrně krátká ($l/h \sim 5,5$), jednak je tvarovaná do segmentu o průměru D . Obě příčiny zvyšují intenzitu směšování a zrychlují pokles rychlosti.

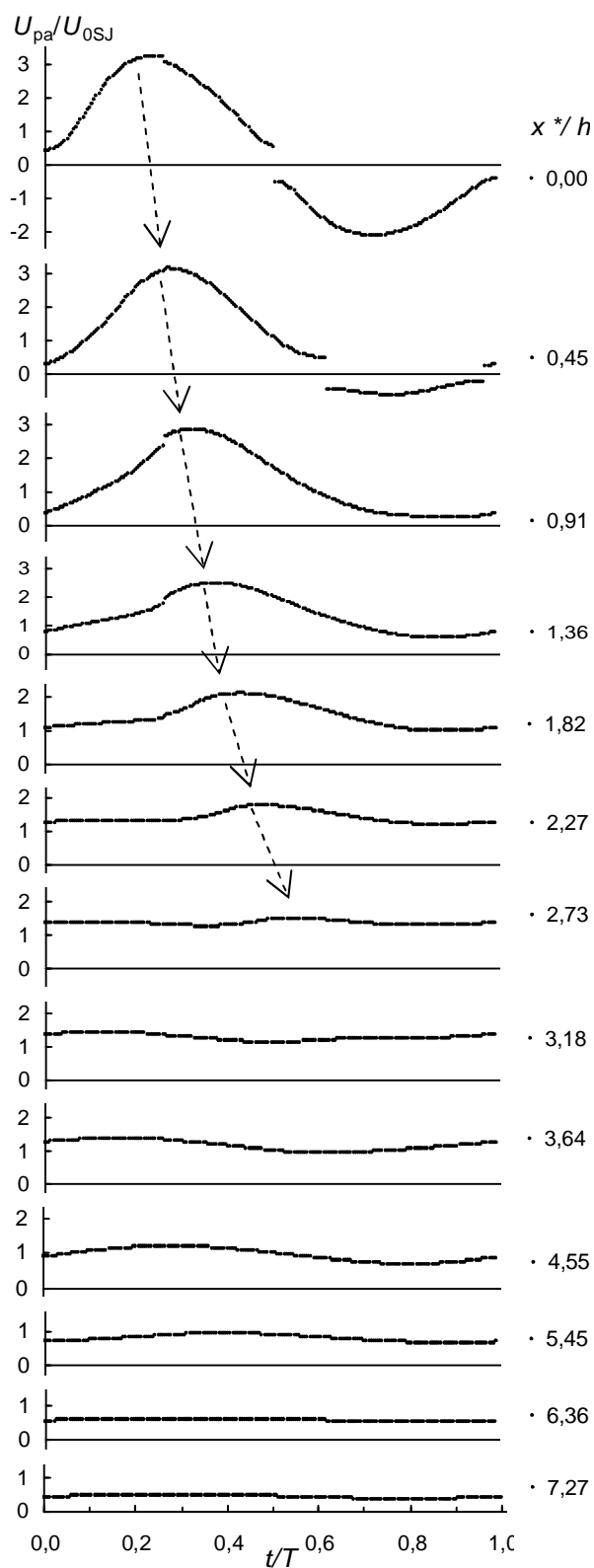


Obr. 5.2-10 Pokles rychlosti syntetizovaného proudu v závislosti na vzdálenosti od ústí trysky,
 $f = 81$ Hz

Naměřená data jsou zobrazena na obr. 5.2-11 jako sled fázově průměrovaných cyklů rychlosti (zpracováno dle rovnice (2.4-6)). V grafech zobrazené kladné (vytlačování tekutiny) a záporné (nasávání) orientace proudu, nerozlišitelné jednodrátkovou sondou, byly vytvořeny překlopením znaménka rychlosti během nasávací půlperrody.

U ústí trysky, $x^* = 0$, dochází ke střídání směru rychlosti. Střední rychlost syntetizovaného proudu při $f = 81$ Hz byla vyhodnocena $U_{0SJ} = 0,42$ m.s⁻¹ a maximální a minimální rychlost proudu je $U_{pa} = 3,0 U_{0SJ}$ a $-2,0 U_{0SJ}$. Během jednoho cyklu se vytlačený objem vzduchu vzdaluje od ústí a sled grafů na obr. 5.2-11 ukazuje vývoj proudu během cyklu, stejně jako slábnutí proudu a posouvání maxim rychlosti ve vzdálenostech $x^*/h = 0-2,7$ a poté i $2,7-7,3$, kde jsou maxima již nevýrazná.

Bezrozměrné vzdálenosti od ústí trysky jsou vztaženy na šířku štěrbiny, $h = 1,1$ mm, obr. 4-2 a 4-3.



Obr. 5.2-11 Fázově průměrované rychlosti během celé periody při $f = 81$ Hz, rychlost podél čárkované čáry z obr. 5.2-7, resp. osy x^*

5.2.3 Měření PIV – proudové pole, vířivosti a rychlostní profily

Měření PIV na kompletním generátoru syntetizovaných proudů není možné, protože geometrie generátoru neumožňuje přístup laserového paprsku k ústí generátoru. Proto probíhala měření PIV na segmentu (viz obr. 4-2). V návaznosti na termoanemometrická měření byly zvoleny tři frekvence, které byly dále zkoumány; a to 30, 81 a 190 Hz, resp. $St_{SJ} = 0,13, 0,36$ a $0,84$ (podle rovnice (2.2-4)).

Byly zkoumány dvě roviny, které vymezují průřez v ose trysky přes dlouhé hrany štěrbin x^*y^* ; a x^*z^* představující průřez v ose trysky procházející kratšími hranami štěrbin – viz definice souřadnic na obr. 4-5. Zde je nutné opětovně zdůraznit, že osa x^* je oproti ose x^{**} odkloněna o 11° a odpovídá tak odklonu syntetizovaného proudu, jak je patrné např. na obr. 5.2-7. Rovina laserového řezu byla proto odkloněna o tento úhel, aby nedošlo ke zkreslení výsledků, jak bude později diskutováno.

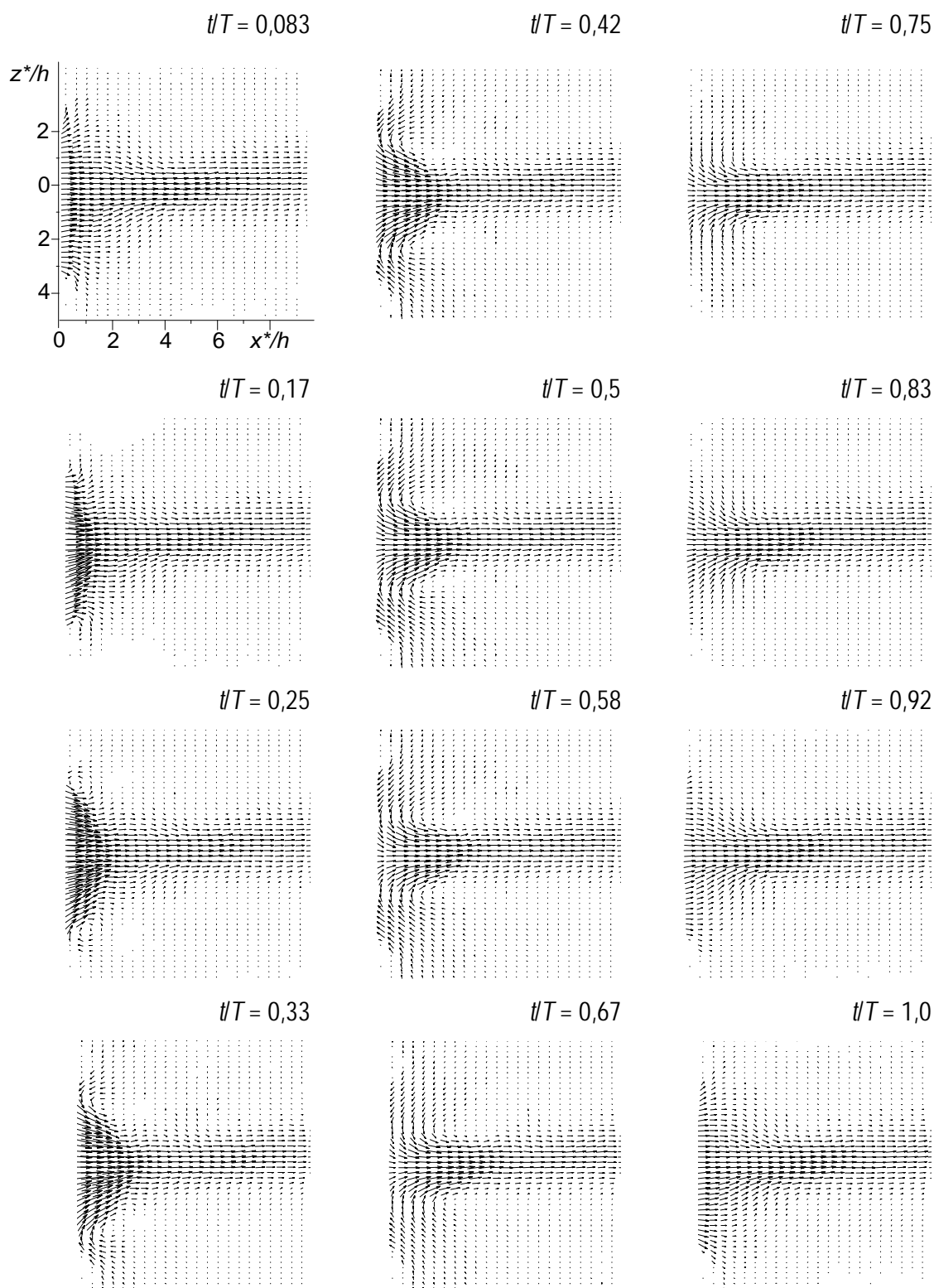
Na obr. 5.2-12 a 5.2-13 jsou vektorové mapy syntetizovaného proudu při $f = 81$ Hz v rovinách x^*z^* a x^*y^* . Prezentována je celá perioda v 12-ti rovnoměrně rozložených okamžicích $t/T = 0,083–1,0$. Přitom každé zobrazení bylo získáno fázovým průměrováním 100 okamžitých měření, podle rovnice (2.4-6). Jako počátek cyklu $t/T = 0$ byl zvolen okamžik, kdy začíná vytlačování vzduchu z generátoru.

Na počátku cyklu se u ústí trysky v rovině x^*z^* ($y^* = 0$) objevuje proud vzduchu s vyšší rychlostí a plochým rychlostním profilem, obr. 5.2-12. Zhruba ve třetině cyklu má již rychlostní profil spíše Gaussův průběh. Zároveň je možné pozorovat na okrajích proudu přísávání okolního vzduchu směrem ke generátoru – od $t/T = 0,33–0,67$. Na konci cyklu je oblast s vyšší rychlostí proudu vzdálena asi $x^*/h = 6$ od ústí trysky.

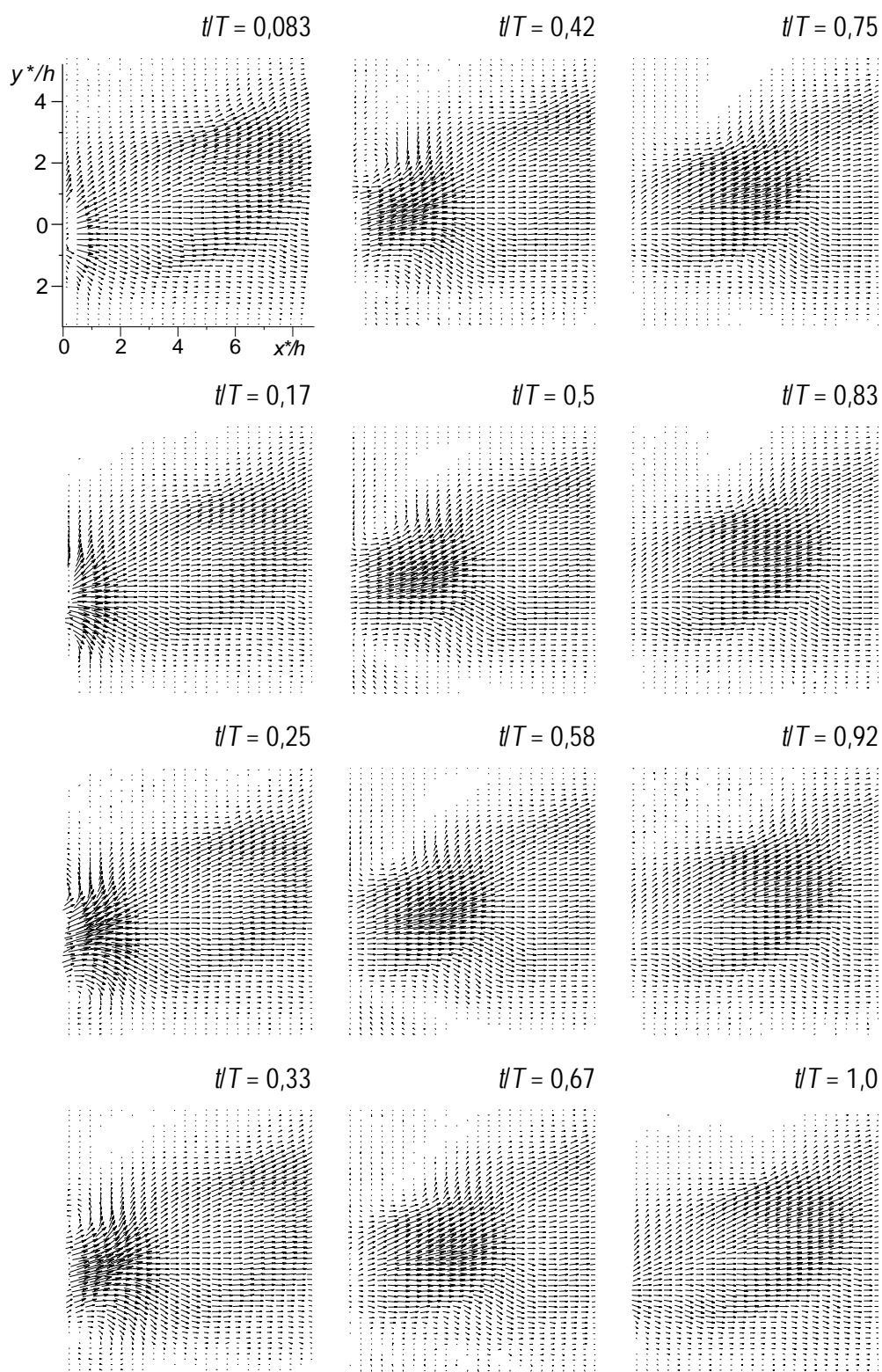
Na obr. 5.2-13 je opět patrný proud s oblastí o vyšší rychlosti vystupující z ústí trysky během jednoho cyklu v rovině x^*y^* ($z^* = 0$). Proud vzduchu je vlivem geometrie trysky směřován vzhůru. Přísávání vzduchu probíhá pouze na okrajích štěrbin, v oblastech $z^*/h = 1–3$. V rovině x^*y^* na ose trysky přísávání vzduchu nepozorujeme v žádné fázi cyklu. Proud je široký asi $4h$.

Jak ukazují obr. 5.2-12 a 5.2-13, na začátku cyklu a v těsné blízkosti generátoru ($x^* < h$) odpovídá průřez proudu tvaru ústí trysky, ale v druhé polovině cyklu a větší vzdálenosti $x^*/h = 4$ zabírá průřez proudu pouze $1/3$ délky štěrbin l a je 4 krát vyšší než šířka h . Jde o trojrozměrný efekt, který je známý pro stacionární proudy z krátkých štěrbin nebo

trysek eliptického průřezu, označovaný jako tzv. výměna os („axis-switching“) – viz např. Husain a Hussain [59]. U syntetizovaných proudů byl tento efekt v nedávné době pozorován rovněž – např. Fischer a kol. [60].

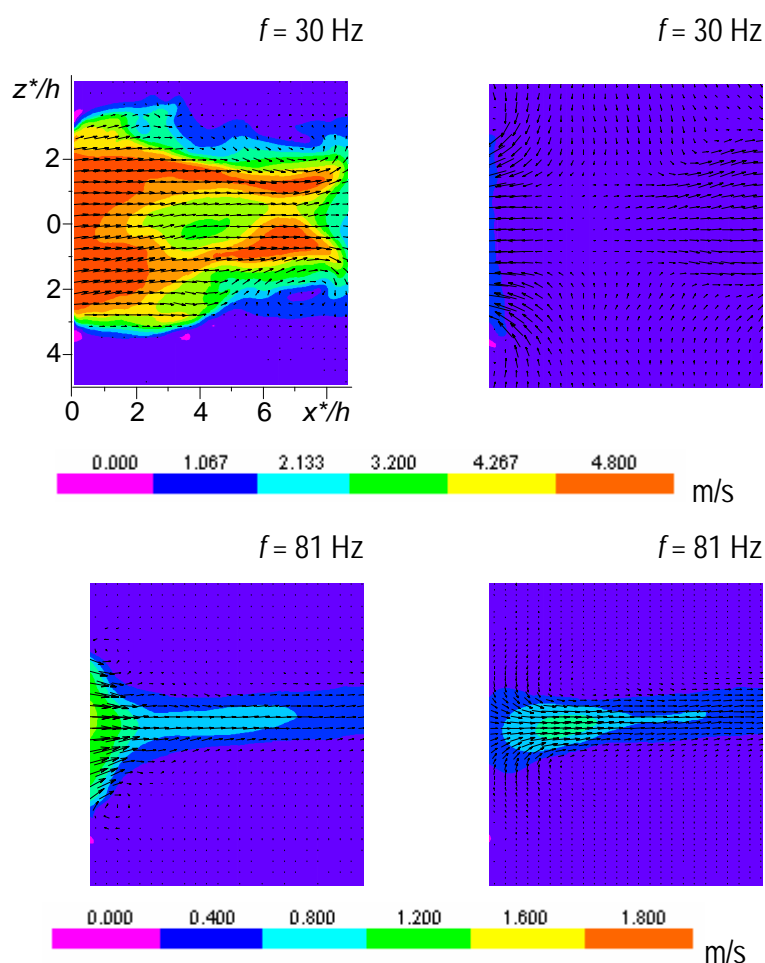


Obr. 5.2-12 Syntetizovaný proud v rovině x^*z^* při $f = 81$ Hz v časech $t/T = 0,083-1,0$

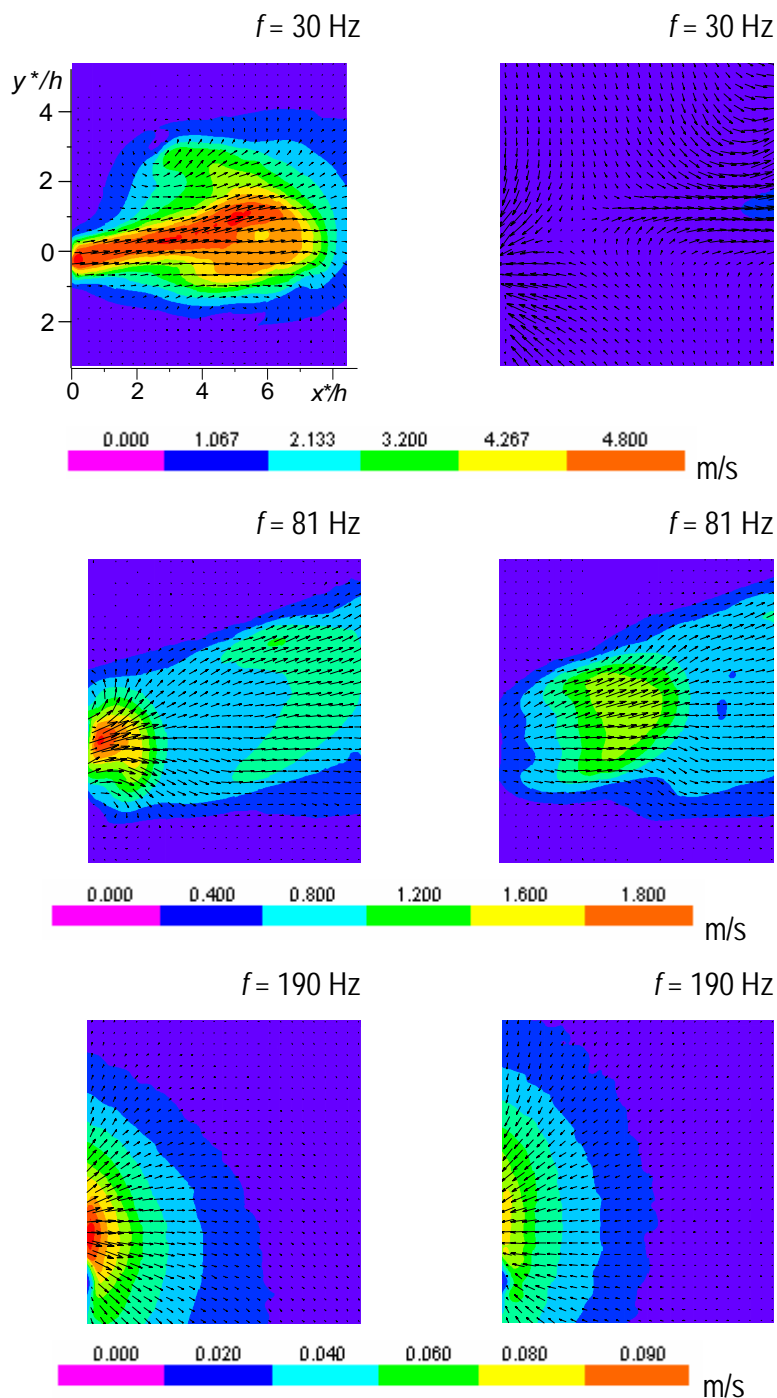


Obr. 5.2-13 Syntetizovaný proud v rovině x^*y^* při $f = 81$ Hz v časech od $t/T = 0,083$ do 1,0

Na obr. 5.2-14 a 5.2-15 jsou porovnány rychlosti proudu při vytlačování ($t/T = 0,25$) a nasávání ($t/T = 0,75$) při vybraných frekvencích v rovinách x^*z^* a x^*y^* . Na obr. 5.2-14 je vidět velký rozdíl v charakteru proudu při $f = 30$ Hz a 81 Hz. Při nižší frekvenci je proud výrazně širší (4 h ve vzdálenosti $x^*/h = 6$) a rychlejší, až $4,8 \text{ m.s}^{-1}$. V první čtvrtině cyklu dosahuje vytlačený vzduch až do vzdálenosti $x^*/h = 8$. Na okrajích proudu se vyvinuly dva protiběžné víry. Proud se ve vzdálenosti $x^*/h = 2$ dělí na dvě větve, které se působením okrajových vírů opět přibližují k sobě. Jde o velmi výrazný trojrozměrný efekt, který byl zmiňován výše – tzv. výměna os („axis-switching“); jak je známo, tento efekt může vést i k rozdělení vírové struktury na dvě souběžné větve – viz Husain a Hussain [59]. V druhé půlce cyklu je již předchozí proud vzdálen, proto může nasávání probíhat po celé délce štěrby. Při vyšší frekvenci $f = 81$ Hz je v první čtvrtině cyklu vytlačovaný vzduch těsně za ústím trysky. Maximální rychlost nepřekročí hodnotu $1,8 \text{ m.s}^{-1}$. Vytlačený vzduch se pohybuje pomaleji, proto nestihne opustit prostor u ústí trysky. Nasávání poté probíhá pouze na okrajích štěrby.



Obr. 5.2-14 Syntetizovaný proud při $f = 30$ a 81 Hz ve fázích maximálních rychlostí vytlačování ($t/T = 0,25$) a nasávání ($t/T = 0,75$), v rovině x^*z^* , vektorové mapy jsou podbarveny mapami rychlosti

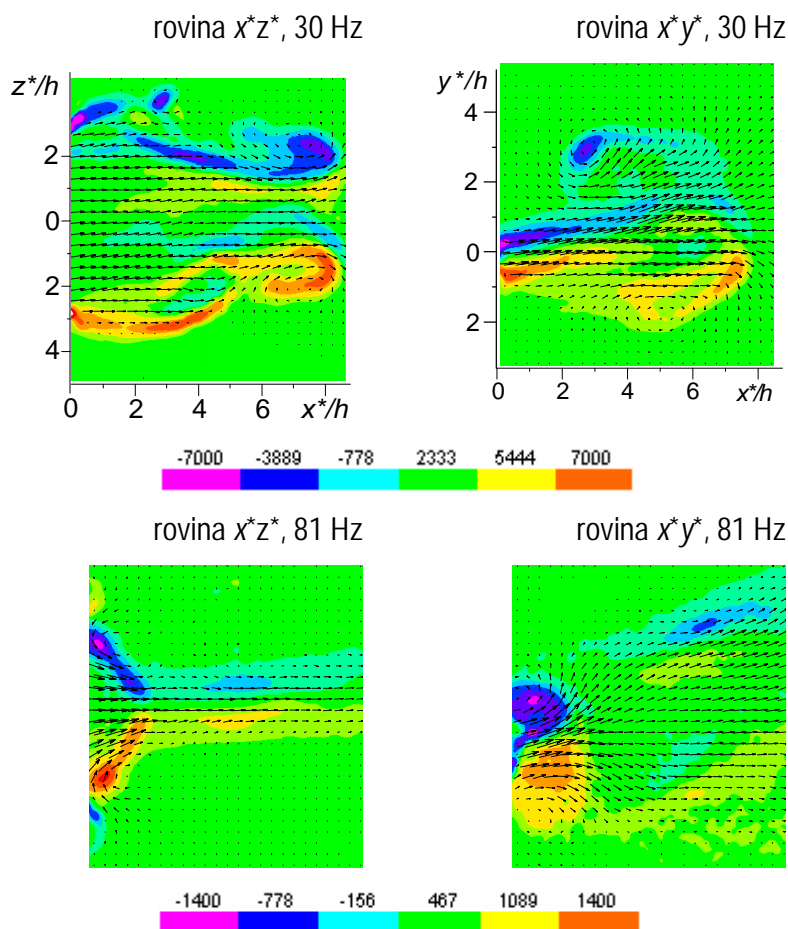


Obr. 5.2-15 Syntetizovaný proud při $f = 30, 81$ a 190 Hz ve fázích maximálních rychlostí vytlačování ($t/T = 0,25$) a nasávání ($t/T = 0,75$) v rovině x^*y^* , vektorové mapy jsou podbarveny mapami rychlosti

Na obr. 5.2-15 je k porovnání přidána i frekvence 190 Hz. Rychlost proudu je velmi malá, maximálně $0,090 \text{ m.s}^{-1}$. Při této frekvenci již nevzniká syntetizovaný proud. Pohyby vzduchu způsobené kmitající membránou se projevují pouze v těsné blízkosti ústí, a to po celou dobu cyklu. Oproti tomu syntetizovaný proud generovaný s frekvencí 30 Hz opustí v průběhu cyklu sledovanou oblast. Na jeho okrajích jsou patrné dva

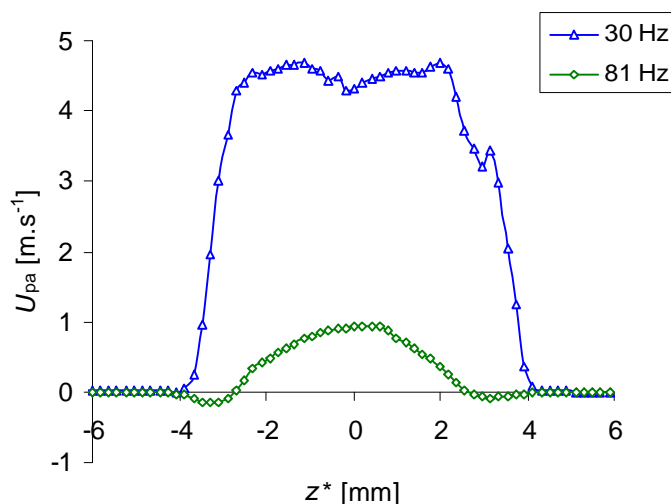
protiběžné víry, které budou podrobněji popsány na dalším obrázku, 5.2-16. Proud o frekvenci 81 Hz vytváří dojem souvislého proudu složeného z několika oblastí s vyšší rychlostí. Mezi těmito oblastmi proudí vzduch rychlostí $0,8 \text{ m.s}^{-1}$.

Na obr. 5.2-16 jsou zobrazeny vektorové mapy podbarvené vířivostí proudu při frekvenci 30 Hz a 81 Hz v rovinách x^*z^* a x^*y^* . Mapy jsou spočítány průměrem 100 okamžitých vektorových map v čase $t/T = 0,25$, vířivost byla definována rovnicí (3.1-4). Při $f = 30 \text{ Hz}$ vzniká na čele proudu vírová dvojice. S rostoucí vzdáleností od ústí trysky se útvar naklání. Zatímco v rovině x^*z^* zůstávají víry ve vzdálenosti $x^*/h = 7$ symetrické, v rovině x^*y^* jsou víry posunuté v důsledku odklonu proudu. Vír pod osou proudu se nachází ve vzdálenosti $x^*/h = 7$, oproti tomu vír nad osou je ve vzdálenosti $x^*/h = 3$. V druhém případě, kdy $f = 81 \text{ Hz}$, je odklon proudu v rovině x^*y^* rovněž dobře patrný. Těsně za ústím, v $x^*/h = 1$, je vírový útvar („prstenec“) v rovině x^*z^* zploštělý, v rovině x^*y^* si udržuje kruhový průřez. Uvedený odklon proudu je způsoben geometrií generátoru a odpovídá zjištěním z měření CTA – viz obr. 5.2-7 a 5.2-8.



Obr. 5.2-16 Syntetizovaný proud při $f = 30$ a 81 Hz v čase $t/T = 0,25$ v rovinách x^*z^* a x^*y^* , vektorové mapy jsou podbarveny vířivostí

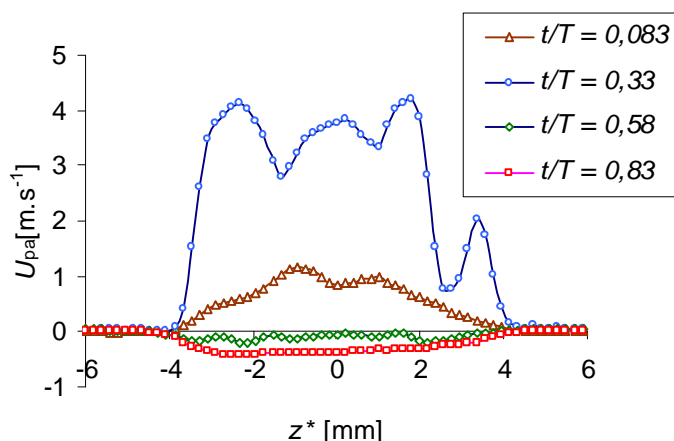
Rychlostní profily proudu při frekvencích 30 Hz a 81 Hz se liší tvarem i maximální rychlostí, obr. 5.2-17. Syntetizovaný proud o frekvenci $f = 30$ Hz vykazuje přibližně plochý vyrovnaný profil s maximální rychlostí $4,5 \text{ m.s}^{-1}$. Profil proudu je ve vzdálenosti $x^* = 1,9$ mm široký 8 mm, tedy o 2 mm širší než ústí trysky. Při $f = 81$ Hz má rychlostní profil proudu spíše Gaussův průběh, maximální rychlost dosahuje $0,9 \text{ m.s}^{-1}$. Na okrajích proudu je zřejmé nasávání vzduchu (záporná složka rychlosti), proud je proto užší.



Obr. 5.2-17 Profily rychlostí syntetizovaného proudu v rovině x^*z^* při $f = 30$ a 81 Hz v čase $t/T = 0,25$ ve vzdálenosti $x^* = 1,9$ mm, $y^* = 0,5$ mm

Na obrázcích 5.2-18 a 5.2-19 jsou zobrazeny rychlostní profily proudu při $f = 30$ Hz, resp. 81 Hz, ve čtyřech fázích cyklu s pravidelnými odstupy.

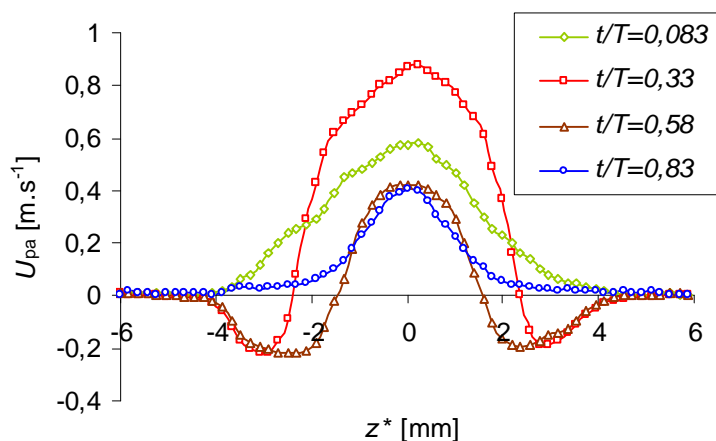
Při $f = 30$ Hz probíhá v první polovině cyklu vytlačování vzduchu z dutiny generátoru. V čase $t/T = 0,33$ je rychlostní profil zvlněný. Propad rychlosti v oblasti $z^* = 3$ mm je pravděpodobně způsoben nepřesností při výrobě segmentu. Tento propad je pozorovatelný i v čase $t/T = 0,25$ na předchozím obr. 5.2-17. Další zvlnění rychlostního profilu je způsobeno rozdělením proudu na dvě větve v rovině x^*z^* [59], jak bylo diskutováno na obr. 5.2-14. V druhé polovině cyklu dochází k nasávání vzduchu po celé šířce ústí.



Obr. 5.2-18 Profil proudu v rovině x^*z^* při $f = 30$ Hz ve fázích $t/T = 0,083; 0,33; 0,58$ a $0,83$ ve vzdálenosti $x^* = 1,9$ mm, $y^* = 0,5$ mm

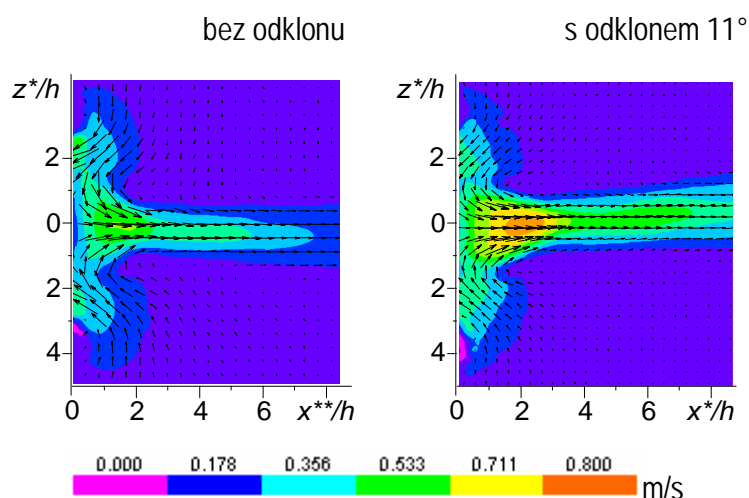
Při $f = 81$ Hz lze v průběhu celého cyklu pozorovat syntetizovaný proud s kladnou rychlostí vytékající z trysky. Nasávání probíhá od $2/4$ do $3/4$ cyklu a pouze na okrajích ústí. To dobře odpovídá výsledkům měření CTA (obr. 5.2-9), které ukázaly že pro $f = 81$ Hz činí dosah nasávání přibližně $x^* = 1,05 h$; jak uvedeno výše, PIV měření se ovšem tak blízko k štěrbině nedostane a nyní popisované profily jsou vyhodnocovány pro $x^* = 1,9$ mm = $1,7 h$.

Zobrazené rychlostní profily také zřetelně ukazují vztah mezi intenzitou nasávání vzduchu a šířkou proudu. Ten je nejužší v čase $t/T = 0,58$, kdy je nasávání nejsilnější.

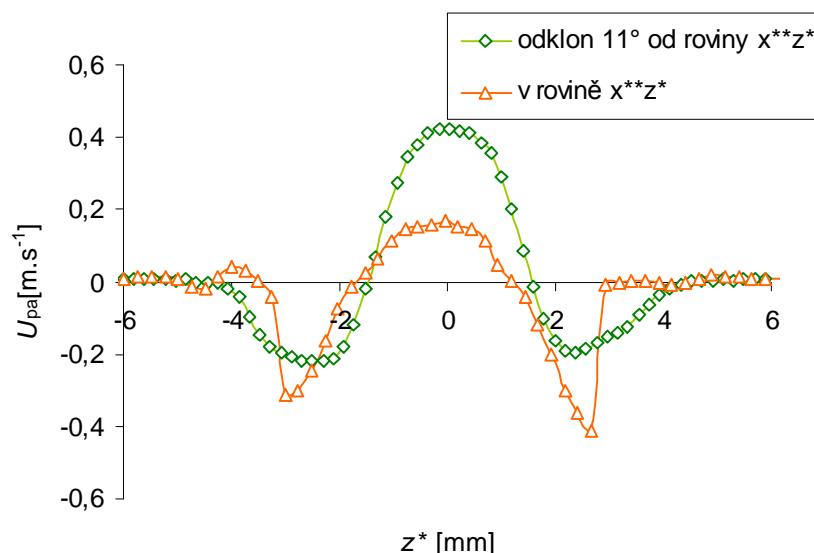


Obr. 5.2-19 Profil proudu v rovině x^*z^* při $f = 81$ Hz ve fázích $t/T = 0,083; 0,33; 0,58$ a $0,83$ ve vzdálenosti $x^* = 1,9$ mm, $y^* = 0,5$ mm

Jak již bylo zmíněno výše, vlivem geometrie segmentu se proud po výstupu z trysky odklání o 11° od roviny $x^{**}z^*$, viz obr. 5.2-7. Při měření metodou PIV bylo nutné tento odklon zohlednit, aby laserový řez vedl předpokládanou osou proudu. Na následujících obrázcích 5.2-20 a 5.2-21 je diskutován rozdíl v naměřených hodnotách v rovině x^*z^* a s odklonem 11° od roviny $x^{**}z^*$. Pokud by při měření nebyl odklon proudu uvažován, došlo by ke zkreslení výsledků až o 40% při porovnání maximální naměřené rychlosti. Zároveň je zaznamenán pouze proud do vzdálenosti přibližně $x^{**} = 2$ mm, protože v tomto bodě se již osa proudu nachází 0,5 mm nad rovinou $x^{**}z^*$ a proud opouští oblast vymezenou 1 mm širokým laserovým řezem. Z grafu na obr. 5.2-21 ovšem vyplývá, že i ve vzdálenosti $x^{**} = 1,9$ mm již dochází k velkému zkreslení výsledků. Z principu měření PIV lze spočítat, že pokud sytící částice nesené vzduchem protínají laserový řez pod úhlem 11° , dochází k chybě 2 % při výpočtu rychlosti (skutečná rychlost je $1/\cos(11^\circ) = 1,02$ krát vyšší než změřená). Další, mnohem zásadnější chyba vzniká z důvodu měření okrajové oblasti proudu místo osy proudu, která nás zajímá.



Obr. 5.2-20 Syntetizovaný proud měřený v rovině $x^{**}z^*$ a v rovině x^*z^* (s odklonem 11°), $f = 81$ Hz,
 $t/T = 0,5$



Obr. 5.2-21 Rychlostní profil syntetizovaného proudu při $f = 81$ Hz a v čase $t/T = 0,5$, měřený bez odklonu od roviny $x^{**}z^{*}$ a s odklonem 11° od roviny $x^{**}z^{*}$; profil proudu v $x^{*} = 1,9$ mm, $y^{*} = 0,5$ mm, resp. $y^{*} = 0$ mm (v případě bez odklonu)

Zde je nutné zdůraznit, že veškerá PIV měření probíhala se zohledněním odklonu proudu. Laserový řez byl umístěn v rovině vymezené osou proudu, tedy 11° nad rovinou $x^{**}z^{*}$. Porovnání na obr. 5.2-20 a 5.2-21 slouží pouze pro ilustraci, aby bylo vidět jak je důležité pečlivé připravení a uspořádání experimentu. Rovněž je zřejmé, že význam jednotlivých měření nelze chápat izolovaně, ale spočívá v dobré provázanosti a systematickosti přístupu využívajícího výhod obou použitých experimentálních metod PIV i CTA.

5.2.4 Kritérium existence syntetizovaného proudu

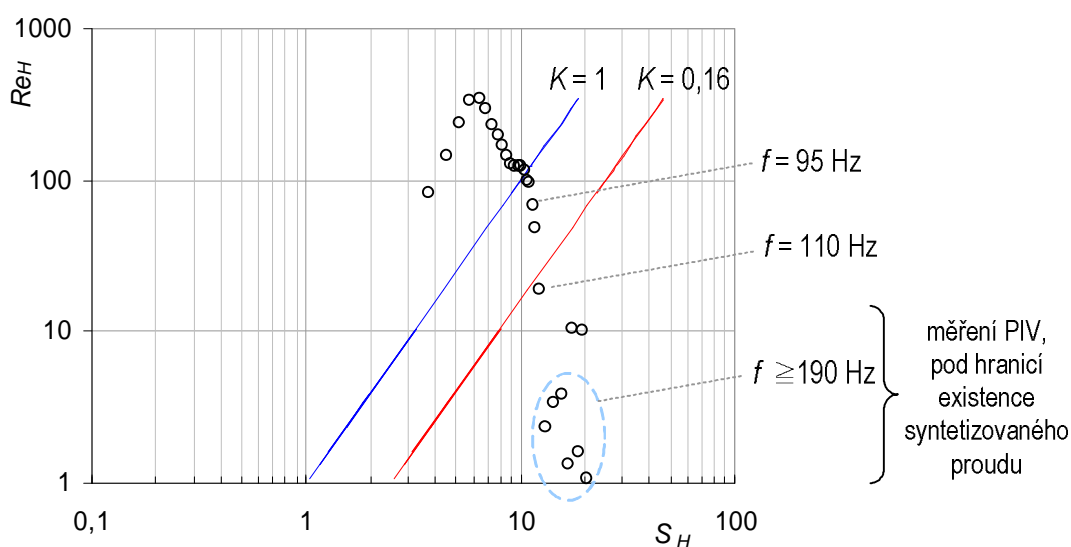
Kritérium existence syntetizovaného proudu zkoumalo několik autorů. Přehled kritérií je uveden například v práci Broučková a kol. [61]. Pro naše potřeby využijeme kritérium popsané Holmanem a kol. [14], zmíněné již v kapitole 1.2, kteří na základě experimentálních a numerických dat publikovali kritérium ve tvaru:

$$\frac{Re_H}{S_H^2} > K, \quad (5.2-1)$$

kde Stokesovo číslo je definováno $S_H = \sqrt{Re_H St_H}$, Reynoldsovo číslo je $Re_H = 2Re_{SJ} = 2U_{0SJ}D_H/\nu$ a Strouhalovo číslo odpovídá $St_H = \pi f D_H / U_{0SJ}$. Pro osově symetrický syntetizovaný proud platí $K = 0,16$, resp. $K = 1$ pro dvojrozměrný syntetizovaný proud. Kritérium pro dvojrozměrný proud je zde uvedeno s ohledem na obdélníkový profil štěrby generátoru.

V grafu na obr. 5.2-22 jsou v souřadnicích Re_H – S_H vyneseny výsledky měření rychlosti syntetizovaného proudu. Rychlosti $U_{0SJ} > 0,17 \text{ m.s}^{-1}$ byly vyhodnoceny pomocí CTA, velmi malé rychlosti ($U_{0SJ} < 0,17 \text{ m.s}^{-1}$, tj. pod dolní mezí kalibrace CTA) jsou odhadem extrapolovaným z měření PIV – viz Tabulka 4. Kritérium $K = 0,16$ je ve velmi dobré shodě s poznatky z měření žhaveným drátkem, kdy při frekvencích oscilací větších než 110 Hz je rychlost proudu 1,5 mm za ústím generátoru blízká nule (obr. 5.2-1).

Odpovídá i zjištění z měření systémem PIV, kde při frekvenci oscilací 190 Hz nebyl zjištěn vznik syntetizovaného proudu (obr. 5.2-15)



Obr. 5.2-22 Kritérium existence syntetizovaného proudu

5.3 Aktivně řízený proud

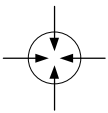
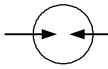
Představení jednotlivých módů hlavního proudu bylo provedeno v kapitole 4.3, včetně popisu, jakým způsobem řídicí syntetizované proudy pracují pro dosažení těchto módů.

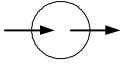
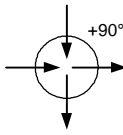
K objasnění chování proudových polí bylo provedeno větší množství časově náročných experimentů. Aby se v tom množství neztratila systematicklost experimentálního přístupu, představuje následující Tabulka 4 parametry provedených experimentů.

Každý reproduktor byl napájen s příkonem 0,01 W, tedy 0,02 W do páru. Čas $t/T = 0$ je počítán od počátku oscilací generátorů syntetizovaných proudů, což znamená, že nastavené zpoždění k pulzu laseru činí $d = 0$, viz kapitola 3.1.2. Veškeré výsledky v této kapitole jsou zpracovány fázovým průměrováním 100 záznamů, podle rovnice (2.4-6).

Následuje stručný popis vybraných typických případů (kompletní soubor výsledků je v příloze)

Tabulka 4: Parametry experimentů provedených pomocí PIV – řízení hlavního proudu soustavou řídicích syntetizovaných proudů

Mód	Obr.	Hlavní proud				Řídicí syntetizované proudy			Parametry řízení, definované rovnicemi (2.3-1) až (2.3-3)		
		Q [l/min]	U_0 [m.s ⁻¹]	Re	St	i	f [Hz]	U_{0SJ} [m.s ⁻¹]	c_U	c_Q	c_m
	5.3-1	11,9	2,54	1600	0,32	4	81	0,42	0,17	0,056	0,023
	5.3-2	37,3	7,93	5000	0,24	4	190	-0,01	$\sim 10^{-3}$	$\sim 10^{-4}$	$\sim 10^{-6}$
	5.3-7	7,4	1,59	1000	0,51	4	81	0,42	0,26	0,089	0,058
		11,9	2,54	1600	0,32	4	81	0,42	0,17	0,056	0,023
		22,4	4,76	3000	0,17	4	81	0,42	0,088	0,030	$6,5 \cdot 10^{-3}$
		37,3	7,93	5000	0,10	4	81	0,42	0,053	0,018	$2,3 \cdot 10^{-3}$
	5.3-1	11,9	2,54	1600	0,32	2	81	0,42	0,17	0,028	0,011
	5.3-2	37,3	7,93	5000	0,24	2	190	-0,01	$\sim 10^{-3}$	$\sim 10^{-4}$	$\sim 10^{-7}$

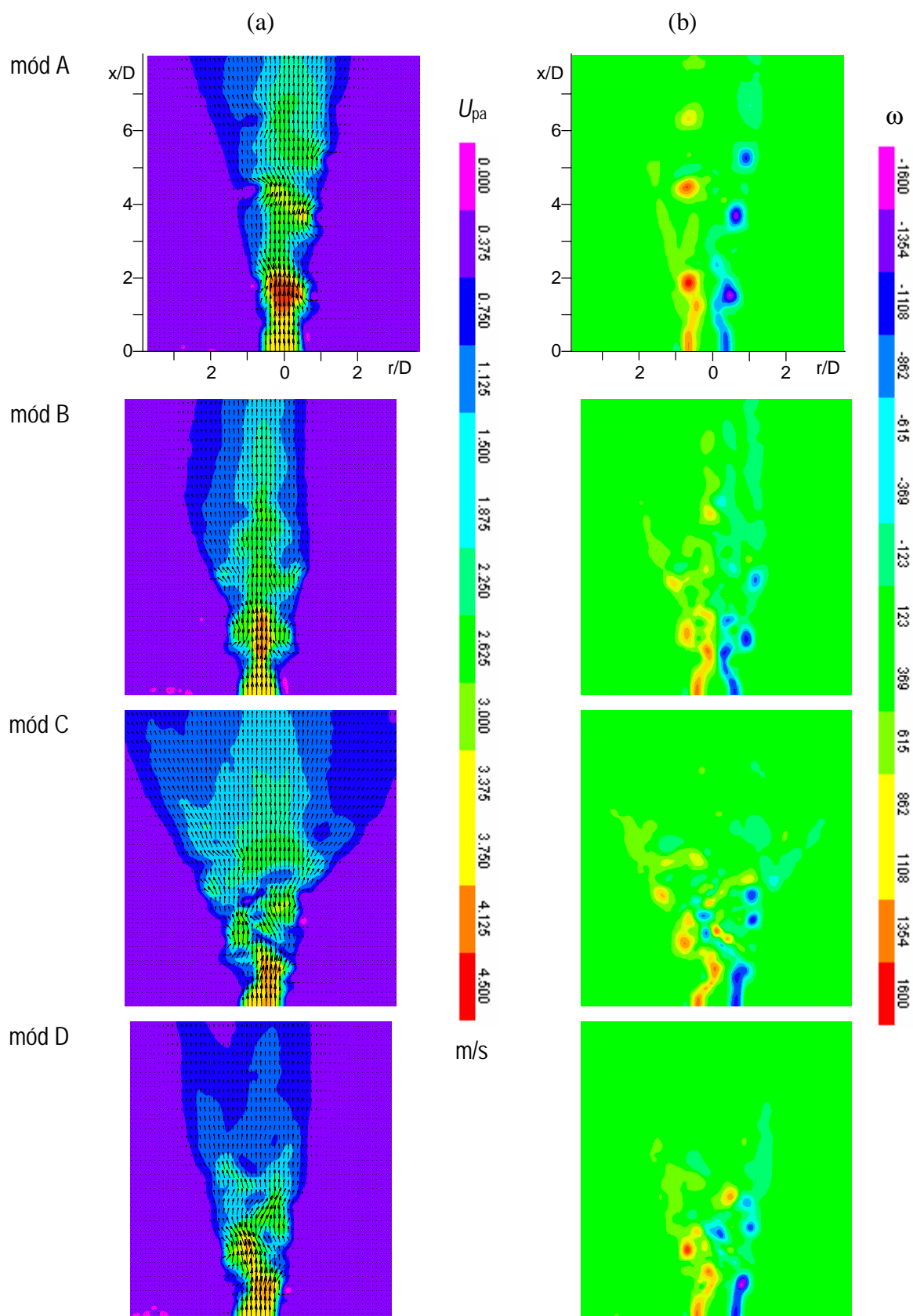
		Hlavní proud				Řídící syntetizované proudy			Parametry řízení, definované rovnicemi (2.3-1) až (2.3-3)		
Mód	Obr.	Q [l/min]	U_0 [m.s ⁻¹]	Re	St	i	f [Hz]	U_{0SJ} [m.s ⁻¹]	c_U	c_Q	c_m
	5.3-1	11,9	2,54	1600	0,32	2	81	0,42	0,17	0,028	0,011
	5.3-2	37,3	7,93	5000	0,24	2	190	<i>~0,01</i>	<i>~10⁻³</i>	<i>~10⁻⁴</i>	<i>~10⁻⁷</i>
	5.3-8	3,7	0,79	500	0,38	2	30	1,48	1,87	0,31	1,45
		7,4	1,59	1000	0,19	2	30	1,48	0,93	0,16	0,36
		11,9	2,54	1600	0,12	2	30	1,48	0,58	0,098	0,14
		22,4	4,76	3000	0,06	2	30	1,48	0,31	0,052	0,040
		37,3	7,93	5000	0,04	2	30	1,48	0,19	0,031	0,014
	5.3-10	11,9	2,54	1600	0,12	2	30	1,48	0,58	0,098	0,14
		11,9	2,54	1600	0,32	2	81	0,42	0,17	0,028	0,011
		11,9	2,54	1600	0,39	2	100	0,29	0,11	0,019	5,4.10 ⁻³
		11,9	2,54	1600	0,47	2	120	<i>~0,01</i>	<i>~10⁻³</i>	<i>~10⁻⁴</i>	<i>~10⁻⁶</i>
		11,9	2,54	1600	0,75	2	190	<i>~0,01</i>	<i>~10⁻³</i>	<i>~10⁻⁴</i>	<i>~10⁻⁶</i>
		11,9	2,54	1600	0,83	2	210	<i>~0,01</i>	<i>~10⁻³</i>	<i>~10⁻⁴</i>	<i>~10⁻⁶</i>
	5.3-11	37,3	7,93	5000	0,04	2	30	1,48	0,19	0,031	0,014
		37,3	7,93	5000	0,10	2	81	0,42	0,053	8,9.10 ⁻³	0,0012
		37,3	7,93	5000	0,19	2	150	<i>~0,01</i>	<i>~10⁻³</i>	<i>~10⁻⁴</i>	<i>~10⁻⁷</i>
		37,3	7,93	5000	0,34	2	270	-	-	-	-
		37,3	7,93	5000	0,49	2	390	-	-	-	-
		37,3	7,93	5000	0,63	2	500	-	-	-	-
	5.3-1	11,9	2,54	1600	0,32	4	81	0,42	0,17	0,056	0,023
	5.3-2	37,3	7,93	5000	0,24	4	190	<i>~0,01</i>	<i>~10⁻³</i>	<i>~10⁻⁴</i>	<i>~10⁻⁶</i>

Anemometr se žhaveným drátkem byl kalibrován na minimální rychlost $U_{\min} = 0,17 \text{ m.s}^{-1}$. Při frekvenci oscilací větší než 120 Hz rychlost proudu U_{0SJ} nedosahovala ani této spodní hranice. Proto je v Tabulce 4 u vyšších frekvencí uveden pouze řádový odhad U_{0SJ} zjištěný na základě měření PIV. Odhadnuté hodnoty jsou psány kurzívou. Stejně tak jsou řádově odhadnuty příslušné hodnoty součinitelů c_U , c_Q a c_m .

Na obr. 5.3-1 jsou představeny módy A, B, C, D při $Re = 1600$, $St = 0,32$ a frekvenci oscilací řídících proudů $f = 81$ Hz ve fázi $t/T = 0,5$. Proudové pole je zobrazeno vektorovými mapami podbarvenými velikostí vektoru rychlosti (a) a v případě (b) barevně vyznačenou vířivostí proudu (definována rovnicí (3.1-4)).

V symetrických módech (módy A a B) je primární proud rozdělen na zřetelně ohraničené, samostatné vírové struktury.

- V módu A se vírové prstence pohybují dále v ose proudu, přičemž proud uprostřed vírového prstence vykazuje vyšší rychlost. Průměr prstenců se mírně zvyšuje až do jejich rozpadu ve vzdálenosti přibližně $x/D = 6$ od ústí trysky.
- V módu B vznikají ve zkoumané rovině pouze dvojice protilehlých vírů. Primární proud mezi těmito dvojicemi je velmi úzký, přibližně $0,3 D$. Dvojice vírů se dále pohybuje po proudu a dochází k jejich mírnému rozšiřování. Ve vzdálenosti $x/D = 5$ se rozpadají.
- V módu C (bifurkační mód) se primární proud rozvětví na dva oddělené proudy. Každý z nich se dále vyvíjí podobně jako samostatný syntetizovaný proud. Úhel rozšíření mezi těmito proudy je přibližně 40° . Oproti módům A a B je rychlost proudu menší již v počáteční oblasti a vlivem rozšíření proudu klesá rychleji i na ose trysky.
- V módu D (spirálový, helikální mód) se proud v počáteční oblasti, tedy asi do $x/D = 2$, vyvíjí podobně jako v módu C. Za touto hranicí nedochází k rozdělení proudů, ale k pohybu vírových struktur dále po směru proudu v ose trysky. Rychlost proudu je oproti osově symetrickým módům A a B opět nižší.


 Obr. 5.3-1 Módy A, B, C, D, $f = 81$ Hz, $St = 0,32$, $t/T = 0,5$, $Re = 1600$

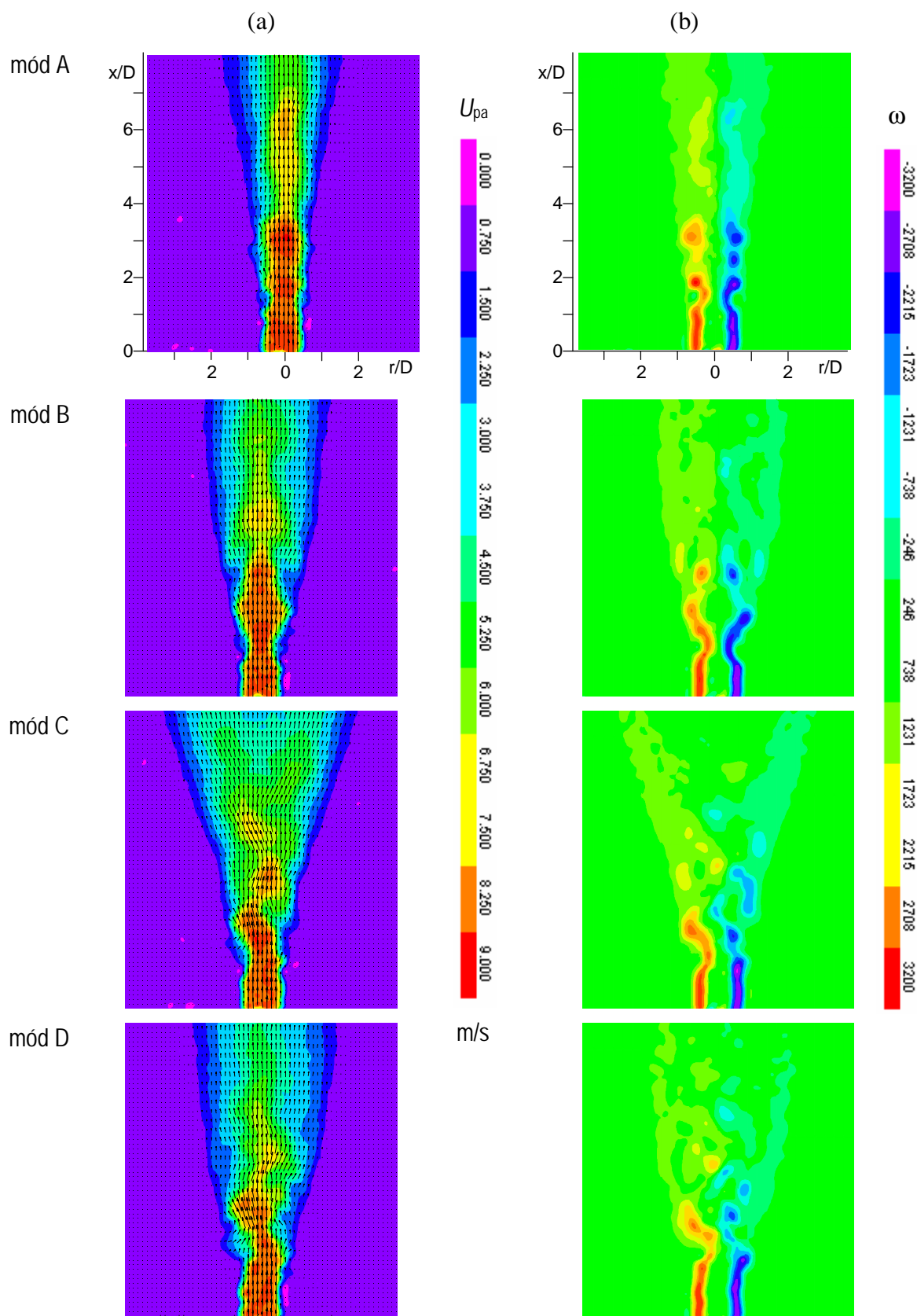
 (a) vektorové mapy jsou podbarveny mapami velikosti vektoru rychlosti a (b) vířivostí proudu ω

Charakter proudu v jednotlivých módech velmi dobře vystihuje zobrazení vířivosti proudu ω na obr. 5.3-1(b).

- V módu A se vírový prstenec jeví pouze jako dva protilehlé víry. Nicméně je možné pozorovat, že tyto dva zdánlivé víry těsně přiléhají k hlavnímu proudu a až do vzdálenosti $x/D = 6$ zůstávají kompaktní a vzdálenost od osy trysky se příliš nezvyšuje. Proto lze předpokládat, že se nejedná pouze o samostatné víry, ale sled uzavřených vírových prstenců, které vytvářejí obálku kolem hlavního proudu a jsou rozhodující pro směřování s okolním vzduchem.
- V módu B se už v počáteční oblasti proudu protilehlé víry vzdalují od osy trysky a tento vývoj pokračuje i dále po proudu. Za hranicí $x/D = 4$ dochází ke smíšení protilehlých vírů s okolním vzduchem a k jejich rozpadu. Z obrázku je patrné, že nejvyšší vířivosti je dosaženo v módu A.
- Naprosto jiná situace nastává v módu C (bifurkační mód), který už ze své podstaty má za úkol rozšířit hlavní proud. V módu C je hlavní proud rozdělen na dvě větve. Každá větev je obklopena protilehlými vírovými páry, které se ve vzdálenosti $x/D = 4$ rozpadají. Hranice okrajů proudu je ale dále lemována vyšší vířivostí ve smykové vrstvě.
- V módu D kopírují víry pohyb po spirále. Nejsou ovšem příliš stabilní a ve vzdálenosti $x/D = 4$ dochází k jejich rozpadu.

V příloze II jsou doplněny vektorové mapy proudu řízeného v módech A-D pro $Re = 1600$, $St = 0,32$ a $f = 81$ Hz v osmi fázích během jednoho cyklu.

Na obr. 5.3-2 jsou zobrazeny módy A, B, C a D při $Re = 5000$ ($f = 190$ Hz), $St = 0,24$. V tomto případě je budící frekvence již mnohem větší než rezonanční frekvence, což způsobuje, že již prakticky nedochází ke generování syntetizovaných proudů, viz kritérium existence syntetizovaného proudu na obr. 5.2-22. Z měření na segmentu je známo, že při $f = 190$ Hz je rychlost proudu vzduchu vytlačovaného z dutiny generátoru velmi malá, viz např. graf na obr. 5.2-1 nebo obr. 5.2-15. Zde se tedy jedná o akustické ovlivnění proudu. I takové ovlivnění bylo jednoznačně identifikováno a proměřeno (pro porovnání – hlavní proud při stejném $Re = 5000$, bez jakéhokoliv řízení byl diskutován v kap. 5.1, viz obr. 5.1-1).



Obr. 5.3-2 Módy A, B, C, D, $f = 190$ Hz, $St = 0,24$, $t/T = 0,5$, $Re = 5000$

(a) vektorové mapy jsou podbarveny mapami velikosti vektoru rychlosti a (b) vířivostí proudu ω

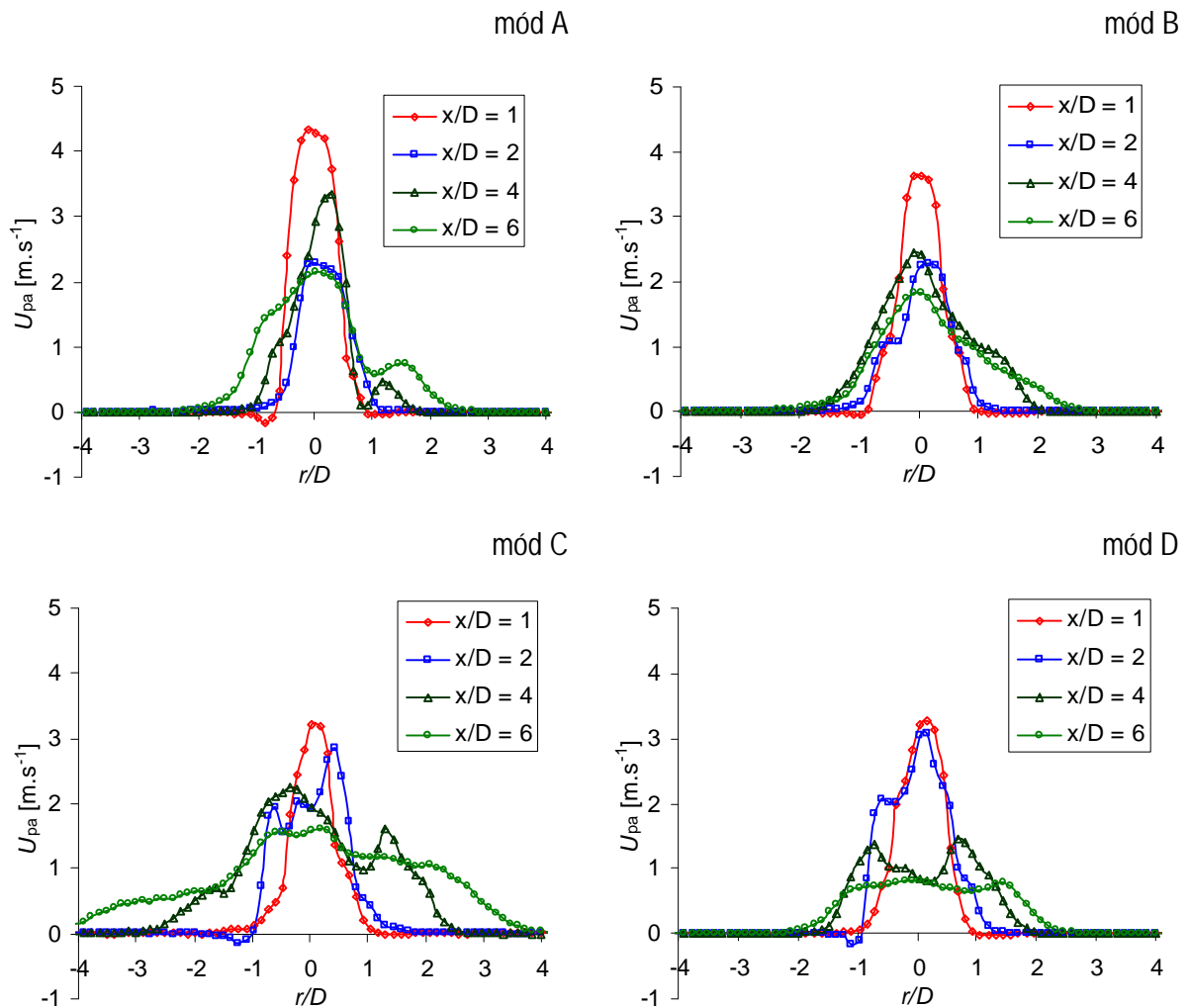
- V případě symetrických módů A a B následují jednotlivé vírové struktury rychleji po sobě a nejsou již tak zřetelně odděleny jako v předchozím případě při $Re = 1600$ (obr. 5.3-1). Průřez hlavního proudu se v obou módech (A a B) rozšiřuje jen velmi mírně.
- V módu C dochází k rozšíření primárního proudu v rovině pozorování pod úhlem 20° . Stále je patrné rozdělení proudu na dvě větve.
- V módu D je hlavní proud pravidelně zvlněn. Z toho lze usoudit, že i v tomto případě je hlavní proud úspěšně řízen k pohybu po spirále.

Vzhledem k vyššímu průtoku vzduchu při $Re = 5000$ ($Q = 37$ l/min oproti $Q = 12$ l/min při $Re = 1600$) je větší rychlost proudu a tím i jeho vířivost. Pro všechny zkoumané módy zde platí, že k rozpadu vírových struktur dochází ve vzdálenosti $x/D = 4$. Poté už lze pozorovat jenom vyšší vířivost ve smykové vrstvě.

- V módu A je hlavní proud opět ohraničen obálkou ze sledu vírových prstenců, které se postupně rozšiřují, ale jejich vnitřní rozměr zůstává až do sledované vzdálenosti $x/D = 8$ konstantní.
- V módu B je hlavní proud formován sledem protilehlých vírových párů do tvaru přesýpacích hodin. Dále od ústí trysky se rozšiřuje.
- V módu C se hlavní proud rozděluje později v $x/D = 3$, ale každá větev je opět ohraničena vírovými prstenci.
- V módu D se vířivost v počáteční oblasti vyvíjí podobně jako v módu C, ale od $x/D = 3$ je hlavní proud zvlněn, nedělí se a vírové prstence kopírují jeho okraje.

Na obr. 5.3-3 jsou v grafech vyneseny rychlostní profily proudu ve sledovaných módech ve vzdálenostech $x/D = 1, 2, 4$ a 6 v čase $t/T = 0,25$ a pro $Re = 1600$. Jednotlivé módy se od sebe liší zejména šířkou proudu v přechodové oblasti. V počáteční oblasti, ve vzdálenosti $x/D = 1$, má rychlostní profil u všech módů tvar Gaussovy křivky. V této oblasti se vliv řídících proudů neprojevuje na změně tvaru profilu, ale je patrný na jeho maximální rychlosti. Nejrychlejší je proud v módu A ($U_{pa} = 4,3$ m.s⁻¹), následují mód B ($U_{pa} = 3,6$ m.s⁻¹), mód C s nejnižší rychlostí proudu ($U_{pa} = 3,2$ m.s⁻¹) a mód D ($U_{pa} = 3,3$ m.s⁻¹).

Ve větších vzdálenostech od ústí trysky se již projevuje vliv řídících proudů na tvaru rychlostního profilu.



Obr. 5.3-3 Profil proudu v módech A, B, C, D při $f = 81 \text{ Hz}$, $St = 0,32$, $t/T = 0,25$
ve vzdálenosti $x/D = 1; 2; 4$ a 6 nad tryskou, $Re = 1600$

- V módu A zůstává profil proudu úzký, rozšiřuje se až od $x/D = 4$, kdy se na okrajích profilu objevují lokální maxima způsobená vírovým prstencem okolo hlavního proudu. Ve vzdálenosti $x/D = 6$ dosahuje šířky $2r_{0,1} = 4,5 D$ (konvenční pološířka proudu $r_{0,1}$ je definována v kapitole 2.1)
- V módu B na ose proudu nedochází k velkým změnám rychlosti, mezi $x/D = 2$ a $x/D = 6$ poklesne rychlost proudu pouze o $0,6 \text{ m.s}^{-1}$. Zároveň v módech A a B je rychlost v $x/D = 4$ vyšší než $x/D = 2$, což je způsobeno přítomností vírového prstence, resp. protilehlých vírových párů, které zužují a tím i zrychlují hlavní proud v daném okamžiku periody.
- Proud řízený v módu C se vyznačuje výrazným rozšířením proudu. Již ve vzdálenosti $x/D = 4$ dosahuje šířky $2r_{0,1} = 6 D$, resp. $8 D$ v $x/D = 6$. Rychlostní profil je tvořen několika lokálními maximy, které zanikají se zvyšující se

vzdáleností od ústí trysky. V $x/D = 4$ lze pozorovat počínající dělení proudu na 2 větve, které se ovšem později rozplývá.

- V přechodové oblasti módu D je rychlost na okrajích proudu vyšší než na jeho ose, ve fázi $t/T = 0,25$ je efekt nejvýraznější v $x/D = 4$. Nicméně i dále po proudu zůstává čelo rychlostního profilu ploché, pouze dochází k jeho rozšiřování a poklesu rychlosti. V $x/D = 6$ je proud široký $4,5 D$.

Rychlostní profily proudu ve vzdálenostech $x/D = 1, 2, 4$ a 6 pro jednotlivé módy v čase $t/T = 0,25$, $Re = 5000$, $St = 0,24$ a $f = 190$ Hz jsou uvedeny v příloze III.

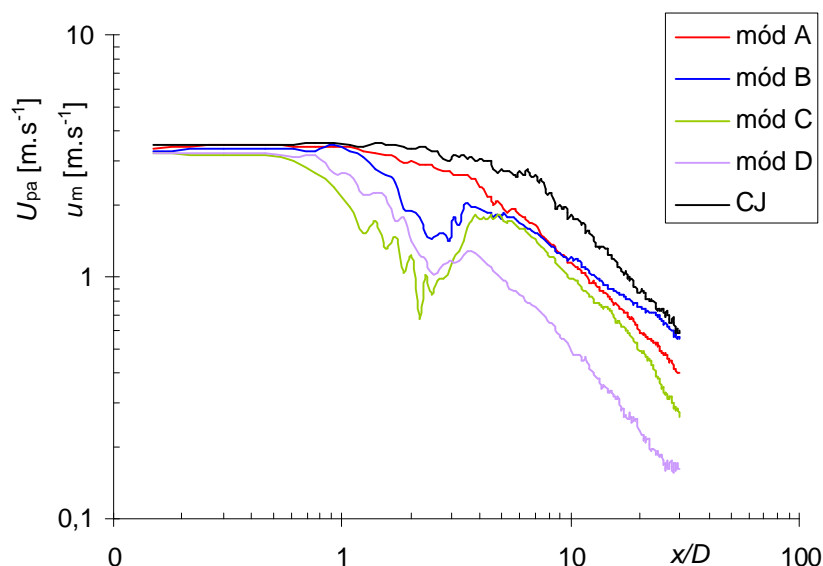
Na obr. 5.3-4 je vyneseno pokles rychlosti na ose proudu pro módy A-D při $f = 81$ Hz, $Re = 1600$, $St = 0,32$. Rychlost byla spočítána průměrem 8 fází během jednoho cyklu.

Pro porovnání je zde zobrazen i naměřený pokles střední rychlosti u_m kontinuálního proudu (CJ). Jak známo, pokles rychlosti možno v dostatečné vzdálenosti od trysky vyjádřit mocninou závislosti $U \sim (x/D)^n$. Hodnoty exponentu n pro všechny měřené případy byly vypočítány metodou nejmenších čtverců v oblasti vyvinutého proudu $x/D > 7$ a jsou uvedeny v Tabulce 5.

Tabulka 5: Hodnoty exponentu n pro módy A-D a kontinuální proud, aproximace poklesu rychlosti v oblasti vyvinutého proudu $x/D > 7$

	mód A	mód B	mód C	mód D	kontinuální proud
n	-0,94	-0,66	-1,12	-1,12	-0,997

Jak již bylo diskutováno v kapitole 1.2., rychlost na ose kontinuálního turbulentního proudu vytékajícího z kruhové trysky klesá s exponentem $n = -1$ (Schlichting [13]). Nyní naměřený pokles střední rychlosti u_m kontinuálního proudu ($n = -0,997$) přesně odpovídá takovému ideálnímu případu. To potvrzuje správnost použité metody i přístupu.

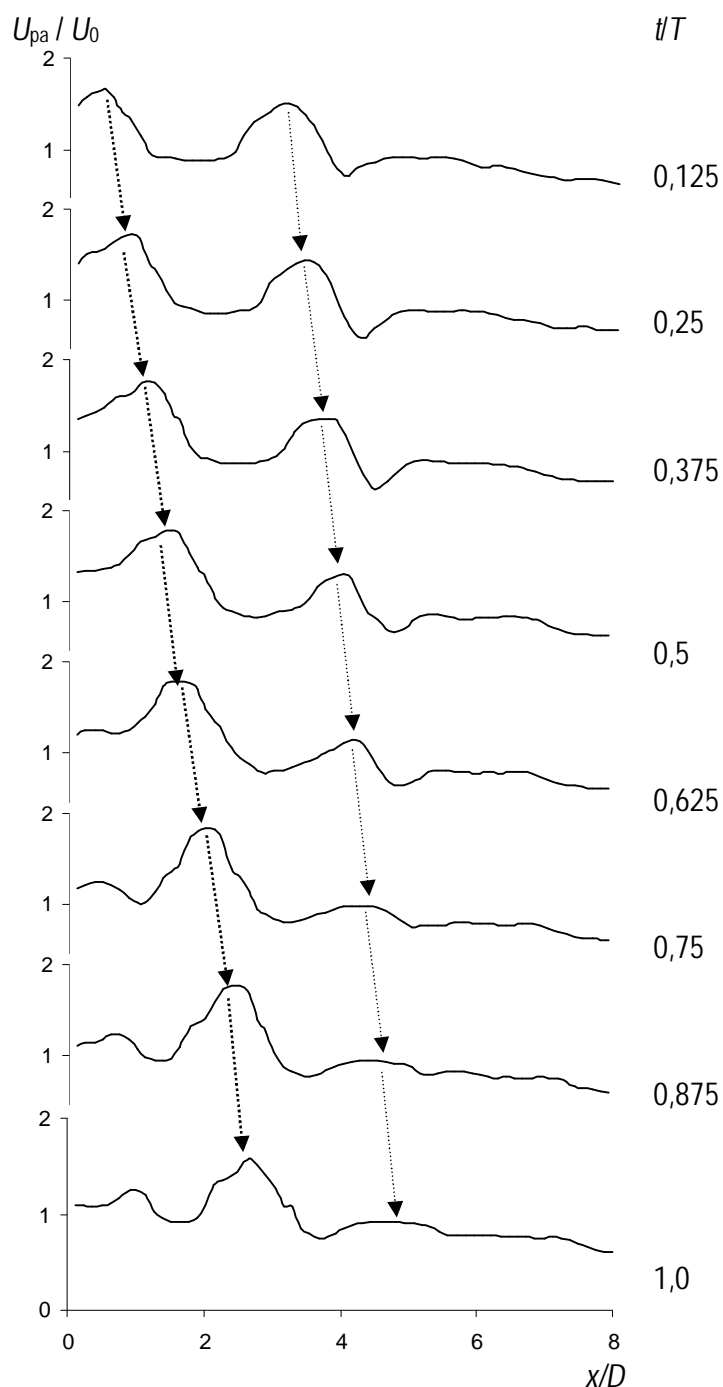


Obr. 5.3-4 Pokles rychlosti v ose proudu v módech A–D ($f = 81 \text{ Hz}$, $St = 0,32$, $Re = 1600$) a kontinuální proud (CJ)

V módu A je pokles rychlosti proudu srovnatelný s kontinuálním proudem. Naopak v módu B klesá rychlost proudu ve vzdálené oblasti pomaleji, než je tomu u kontinuálního proudu. Velké propady rychlosti lze pozorovat v rozmezí $x/D = 1$ až 6, stejně je tomu i u módů C a D. Za touto hranicí vykazuje pokles rychlosti konstantní exponent n (viz Tab. 5). V módech C a D klesá rychlost na ose proudu podle předpokladu rychleji. Řídící proudy způsobují rozšíření hlavního proudu a tím i pokles rychlosti na jeho ose.

Na obr. 5.3-5 a 5.3-6 jsou zobrazeny změny rychlosti na ose trysky v průběhu jednoho cyklu pro módy A a D. Grafy pro módy B a C jsou uvedeny v příloze IV.

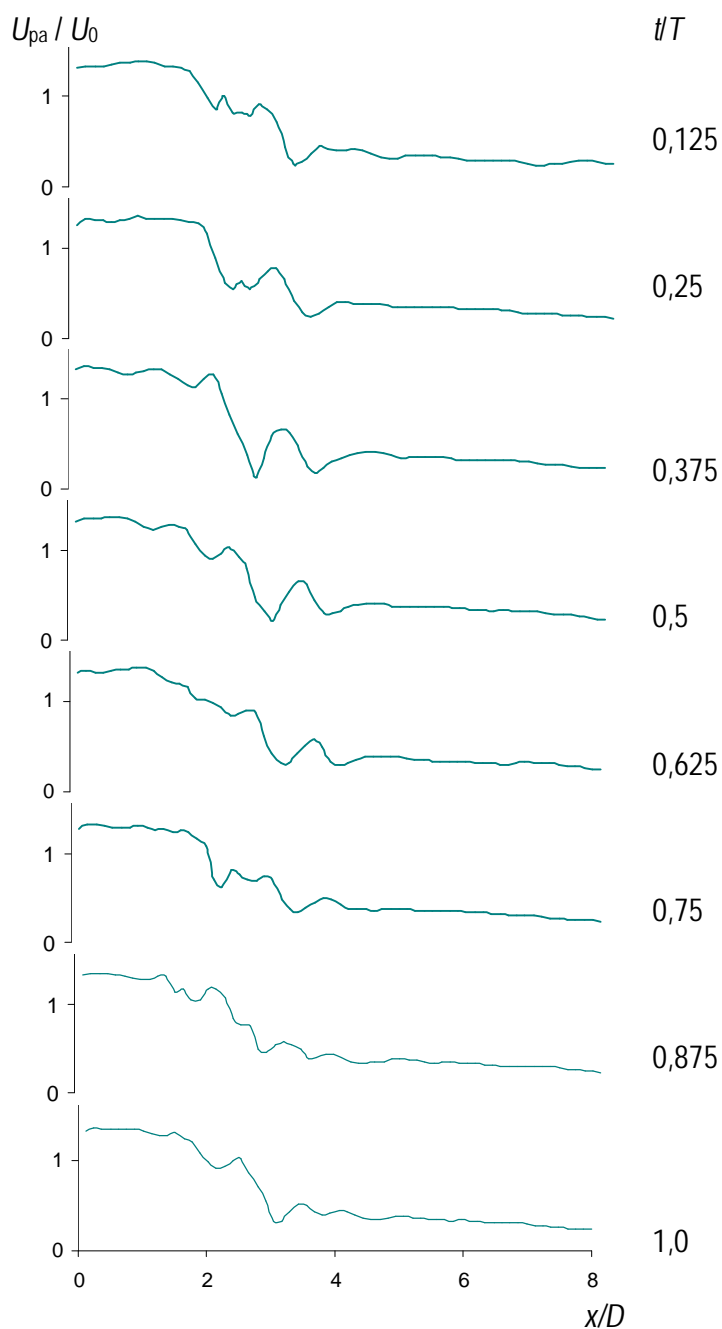
V módu A jsou na ose proudu zřetelná dvě maxima rychlostí, vzdálená od sebe přibližně $3 D$. Tyto maxima se v průběhu periody vzdalují od ústí trysky. Mezi nimi dochází k propadu rychlosti zhruba o $0,7 U_0$. Ve vzdálenosti $x/D \geq 5$ se oblast s vyšší rychlostí rozpadá, maximum začíná splývat s okolním proudem, a pokles rychlosti $U_{pa} \sim (x/D)^n$ je rovnoměrný, tj. probíhá při konstantním exponentu n (viz Tab. 5).



Obr. 5.3-5 Změna rychlosti na ose trysky během jednoho cyklu, mód A, $f = 81 \text{ Hz}$, $Re = 1600$, $St = 0,32$

Z podstaty módu D vyplývá, že nelze očekávat nalezení maxim rychlosti na ose trysky, pohybujících se směrem od trysky v průběhu cyklu. Generátory v módu D jsou aktivní v kruhovém sledu s fázovým posunem 90° . Každou čtvrtinu cyklu tedy vytlačuje tekutinu pouze jeden generátor, zatímco protilehlý generátor v ten samý okamžik nasává. Druhý pár generátorů se v tomto okamžiku nachází v horní a dolní úvratí. Tomu odpovídá i rychlost proudu na ose trysky, která je po celou dobu cyklu přibližně konstantní.

Maximum rychlosti se nalézá v oblasti $x/D = 0$ až 2, poté rychlost klesá (i když nemonotónně, s několika výkyvy) v rozmezí $x/D = 2$ až 4. Za touto hranicí pozvolna klesá bez dalších výkyvů. Oproti módu A je rychlost na ose ve vzdálené oblasti pomalejší. Je to v souladu s výše diskutovanými výsledky: objemový průtok hlavního proudu je v módu D rozprostřen do široké helikální trojrozměrné struktury, a na ose proudu jsou rychlosti výrazně menší – viz obr. 5.3-1.



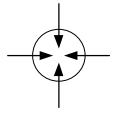
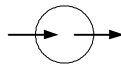
Obr. 5.3-6 Změna rychlosti na ose trysky v průběhu jednoho cyklu, mód D, $f = 81$ Hz,
 $Re = 1600$, $St = 0,32$

5.3.1 Účinek řídících proudů v závislosti na Reynoldsově a Strouhalově čísle

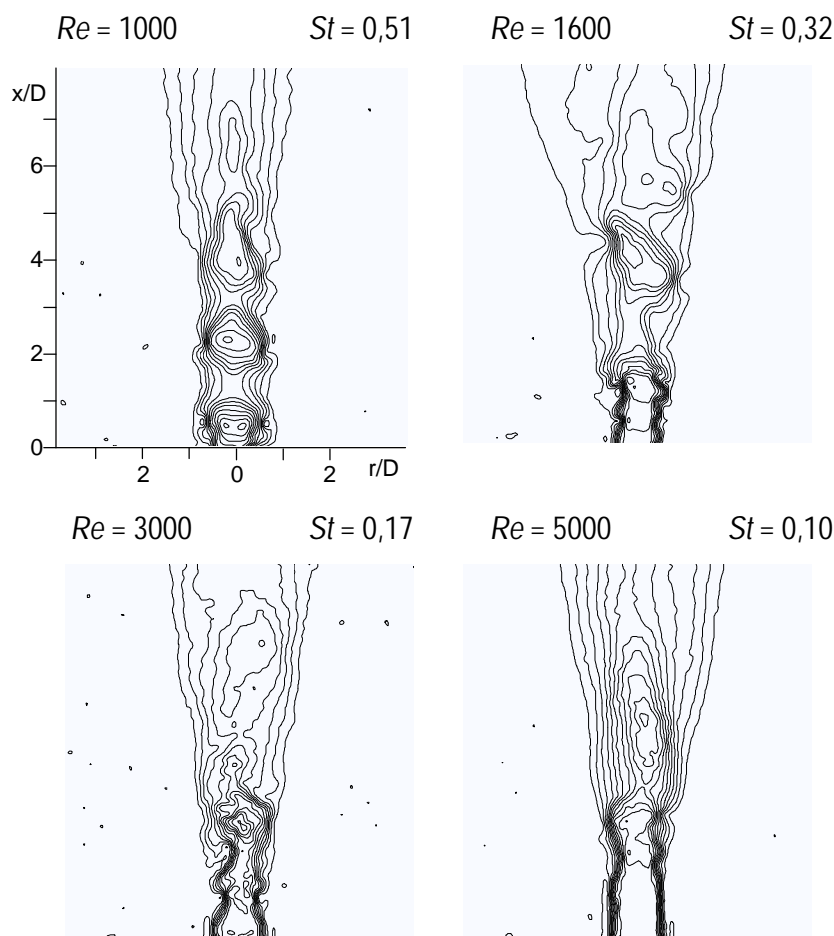
Následující sada experimentů byla zaměřena na zkoumání účinku řídících proudů pro různá Reynoldsova a Strouhalova čísla hlavního proudu. Frekvence i výkon buzení byly nastaveny na konstantní hodnotu a průtok hlavního proudu byl postupně zvyšován tak, aby bylo dosaženo $Re = 500$, potom 1000, potom 1600, potom 3000 a nakonec 5000. Strouhalovo číslo se tímto postupně snižovalo. Tímto postupem bylo změnou frekvence postupně měněno i Stokesovo číslo hlavního proudu, které závisí pro zvolenou geometrii a viskozitu pouze na nastavené frekvenci: $S = (Re St)^{0,5} = D(f/\nu)^{0,5}$ – viz Tabulka 6. Přitom Stokesovo číslo vyjadřuje vztah viskózních a setrvačných sil v periodických proudových polích (stejně jako Re ve stacionárních případech). Hodnoty součinitele hybnosti c_m pro vysoké frekvence oscilací jsou v Tabulce 6 opět uvedeny pouze řádově a psány kurzívou.

Jak již bylo zmíněno v kapitole 4.5, osově symetrický proud je nejcitlivější na vnější excitace v rozmezí Strouhalova čísla $St = 0,3–0,35$ (Crow a Champagne [3]), $St = 0,25–0,85$ (Thomas [4]) nebo $St = 0,3–0,5$ (Vlasov a Ginevski [5]). Výsledky jsou prezentovány ve formě skalárních map rychlosti. Rychlosti hlavního proudu pro různá Re jsou shrnuty v Tabulce 6. Účinek řídících proudů při změně Re byl zkoumán v módech A pro $f = 81$ Hz a C pro $f = 30$ Hz. V následující kapitole 5.3.2 je účinek řídících proudů zkoumán pro různé frekvence syntetizovaných proudů při zachování konstantního Re .

Tabulka 6: Hodnoty Re , St , S a c_m pro zkoumané frekvence oscilací

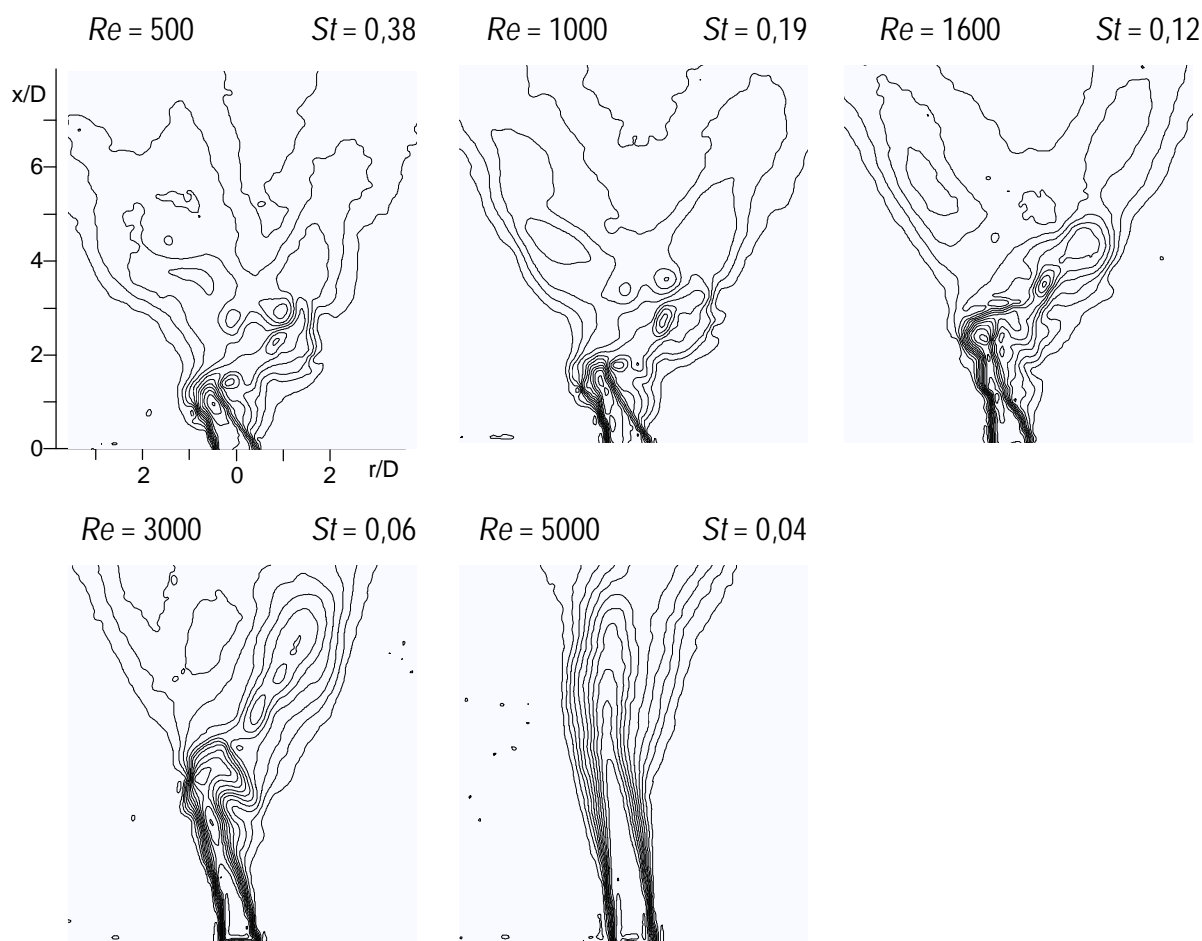
Mód	Obr.	U_0 [m.s ⁻¹]	f [Hz]	Re	St	S	C_m			
mód A		5.3-7	1,59 2,54 4,76 7,93	81 81 81 81	1000 1600 3000 5000	0,51 0,32 0,17 0,10	22,61 22,61 22,61 22,61	0,058 0,023 $6,5 \cdot 10^{-3}$ $2,3 \cdot 10^{-3}$		
mód C			5.3-8	0,79 1,59 2,54 4,76 7,93	30 30 30 30 30	500 1000 1600 3000 5000	0,38 0,19 0,12 0,06 0,04	13,76 13,76 13,76 13,76 13,76	1,45 0,36 0,14 0,040 0,014	
			5.3-10	2,54 2,54 2,54 2,54 2,54	30 81 100 120 190 210	1600 1600 1600 1600 1600	0,12 0,32 0,39 0,47 0,75 0,83	13,76 22,61 25,12 27,52 34,62 36,40	0,14 0,011 $5,4 \cdot 10^{-3}$ $\sim 10^{-6}$ $\sim 10^{-6}$ $\sim 10^{-6}$	
					5.3-11	7,93 7,93 7,93 7,93 7,93 7,93	30 81 150 270 390 500	5000 5000 5000 5000 5000 5000	0,04 0,10 0,19 0,34 0,49 0,63	13,76 22,61 30,76 41,27 49,60 56,17

Na obr. 5.3-7 je zobrazen hlavní proud pro $Re = 1000, 1600, 3000$ a 5000 řízený v módu A při $f = 81$ Hz. Při nižším Re , tedy i nižší rychlosti hlavního proudu, dokáží řídicí proudy rozdělit hlavní proud na řadu zřetelně ohraničených oblastí s vyšší rychlostí následujících po sobě. Tento efekt se zvyšujícím se Re slábne. Při $Re = 3000$ a 5000 zůstávají počáteční oblast a jádro hlavního proudu téměř neovlivněny, změny se projevují až v přechodové oblasti, za hranicí $x/D = 3$. Z pohledu Strouhalových čísel proudu se největší změny projevují při $St = 0,32$ a $0,51$, což odpovídá rozsahu podle Thomase [4].



Obr. 5.3-7 Proud v módu A při $f = 81$ Hz při různých Re , $t/T = 0,25$

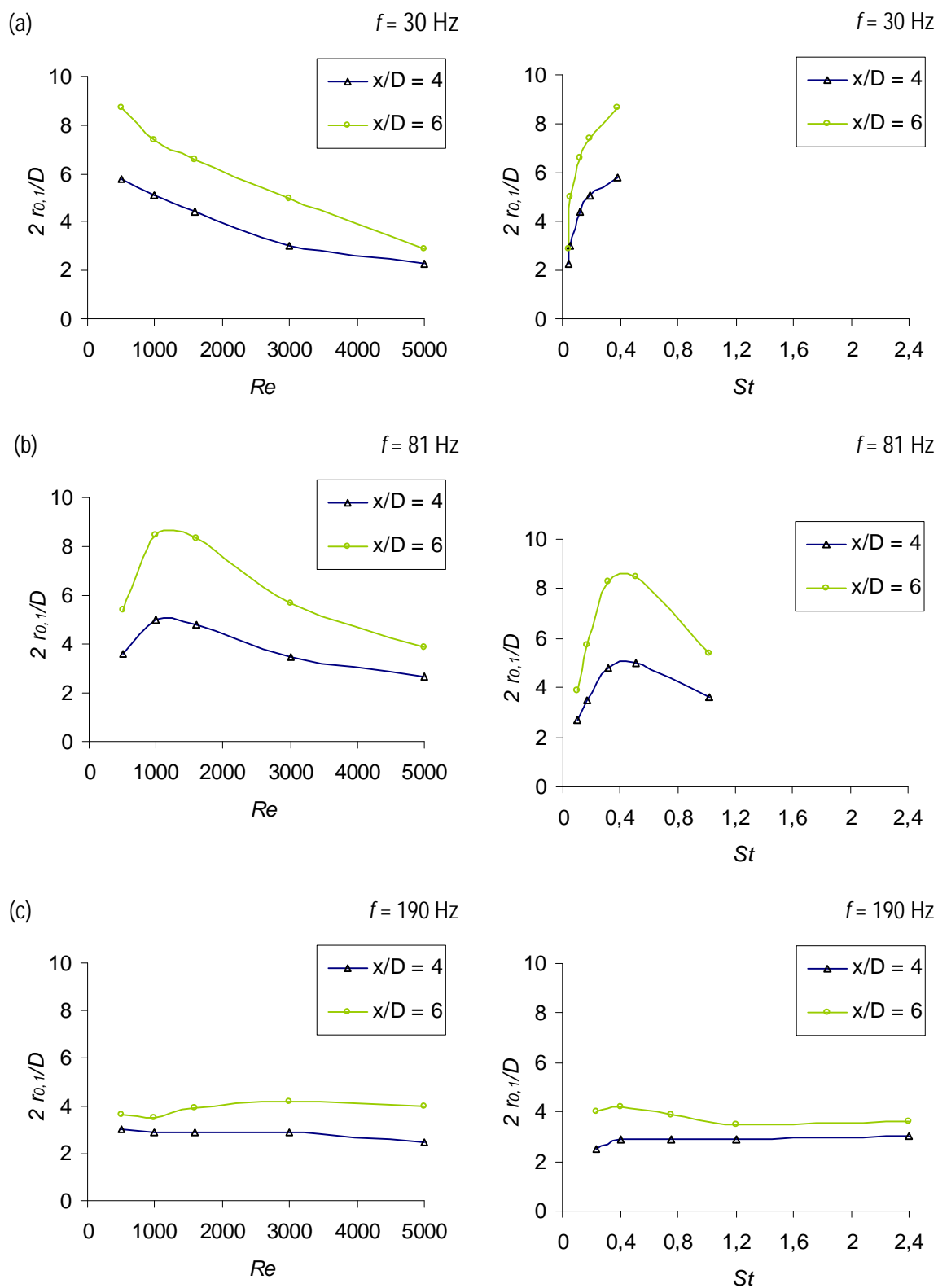
Na obr. 5.3-8 je zobrazen hlavní proud o $Re = 500$, 1000 , 1600 , 3000 a 5000 řízený v módu C při $f = 30$ Hz. Mód C (bifurkační mód) je velmi vhodný pro demonstrace účinku řídících proudů, jejichž úkolem je proud co nejvíce rozšířit, nejlépe rozdělit do dvou větví. Při nižších hodnotách $Re = 500$, 1000 a 1600 je proud skutečně rozdělen do dvou samostatných větví. Liší se pouze vzdáleností x/D , ve které se proud rozděluje. Se zvyšujícím se Reynoldsovým číslem ($Re = 3000$ a 5000) dochází k rozšiřování proudu ve větších vzdálenostech od ústí trysky. Pokud budeme hodnotit citlivost hlavního proudu na vnější excitace z pohledu Strouhalova čísla, dostáváme se mimo rozmezí popsaná v literatuře. Zejména v případě $Re = 3000$, kdy odpovídající $St = 0,06$ je již o řád nižší než oblast největší citlivosti, ale přesto dochází k rozšíření hlavního proudu na $5 D$ ve vzdálenosti $x/D = 6$. Zde se zřejmě projevuje velká amplituda řídících proudů, které při $f = 30$ Hz dosahují rezonance, viz obr. 5.2-1 a parametry v Tabulce 4.



Obr. 5.3-8 Rozšíření proudu v módu C při $f = 30$ Hz při různých Re , $t/T = 0,5$

Vliv Reynoldsova a Strouhalova čísla na rozšíření proudu v módu C je přehledně shrnut v grafech na obr. 5.3-9. V grafech je porovnávána šířka proudu $2r_{0,1}$ (definovaná v kapitole 2.1) ve vzdálenostech $x/D = 4$ a 6 při frekvencích řídících proudů $f = 30, 81$ a 190 Hz.

Z výsledků vyplývá, že Reynoldsovo číslo necharakterizuje citlivost proudu na vnější excitace jednoznačně. Obecně lze říci, že se zvyšujícím se Re klesá citlivost proudu. Ovšem důležitým faktorem je frekvence excitací (tj. Stokesovo číslo, $S = D(f/\nu)^{0,5}$). Při $f = 30$ Hz se proud nejvíce rozšíří při nejmenším Re . Se zvyšujícím se Re se šířka proudu plynule zmenšuje. V případě $f = 81$ Hz dochází k největšímu rozšíření při $Re = 1000$ a 1600 , poté už se účinek řídících proudů zmenšuje. V případě oscilací $f = 190$ Hz, kdy je podle předchozích měření rychlost řídících proudů velmi malá, dochází k mírnému rozšíření proudu až dále od trysky, nejvíce při $Re = 3000$. V porovnání s efektem řídících proudů při nižších frekvencích je ovšem toto rozšíření zanedbatelné.



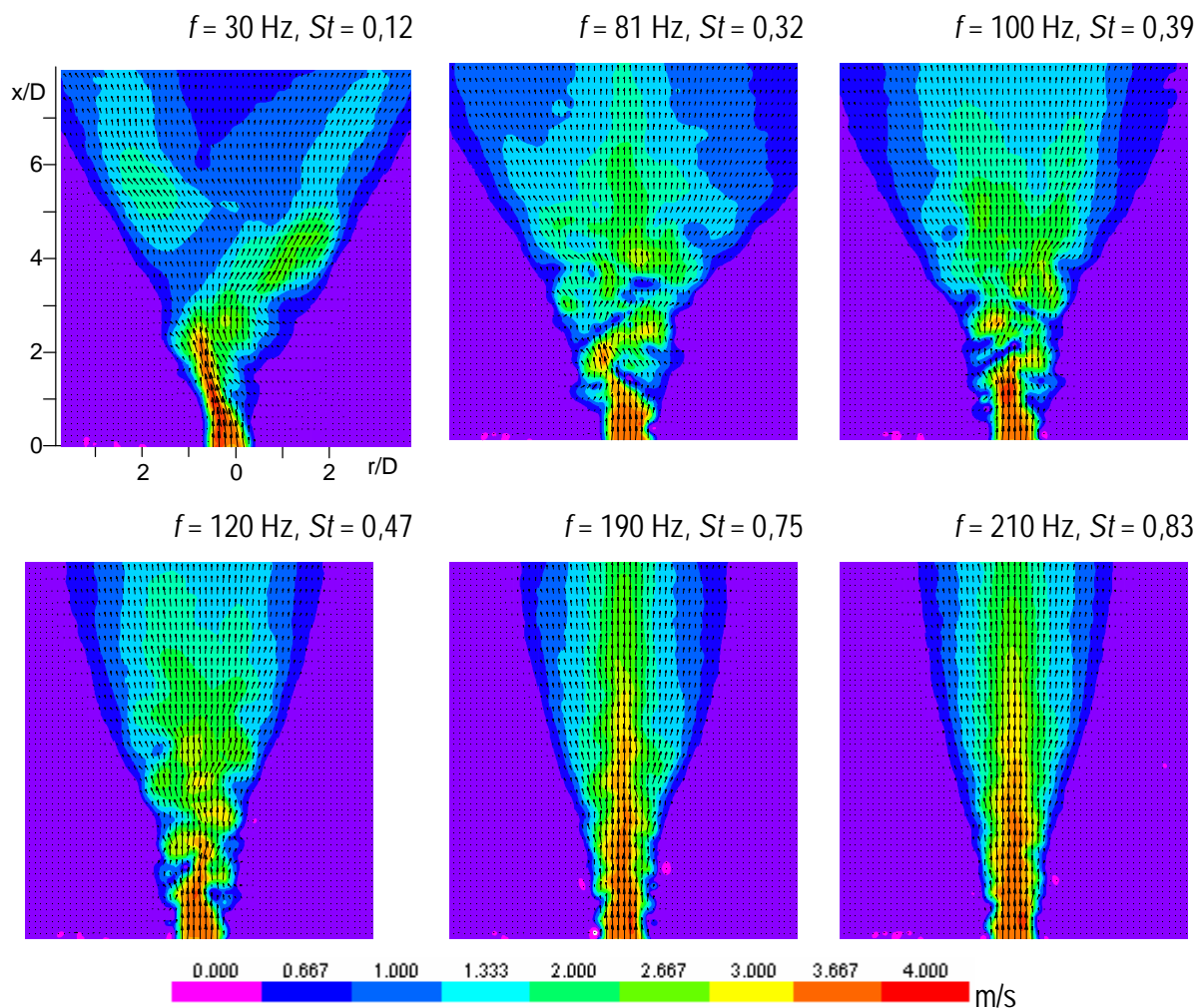
Obr. 5.3-9 Šířka proudu $2r_{0,1}$ v módu C při $f = 30 \text{ Hz}$ (a), 81 Hz (b) a 190 Hz (c) ve vzdálenosti $x/D = 4$ a 6 nad ústím trysky v závislosti na Reynoldsově a Strouhalově čísle

Vliv frekvence řídicích proudů a rychlosti hlavního proudu velmi dobře zohledňuje Strouhalovo číslo. V případě všech tří zkoumaných frekvencí platí, že k největšímu rozšíření proudu v módu C dochází v rozmezí $St = 0,12$ až $0,51$. Spodní hranice je o $0,1$ nižší, než se uvádí v literatuře, nicméně horní hranice vyhovuje rozmezí podle Thomase [4]. Dokonce i v případě $f = 190$ Hz, kdy je rozšíření proudu poměrně malé pro všechna zkoumaná Re , lze maximum pozorovat při $St = 0,24$ až $0,40$.

5.3.2 Bifurkační rozšíření proudu v závislosti na frekvenci oscilací řídicích proudů

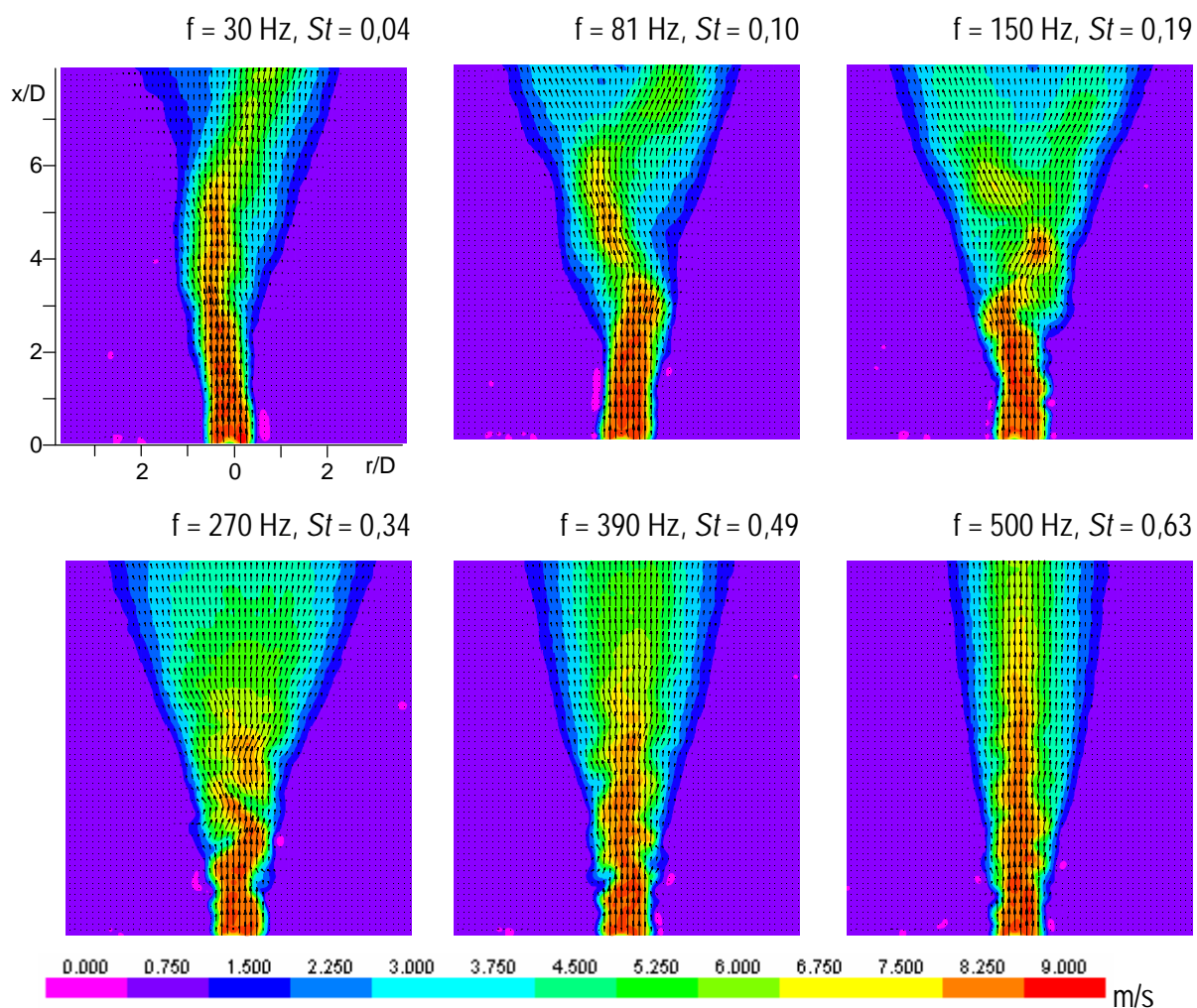
Výsledky experimentu v předchozí kapitole vznesly otázku, nakolik je účinek řídicích proudů ovlivněn jejich frekvencí, resp. při jaké frekvenci již hlavní proud nereaguje na vnější excitace. Pro zkoumání byl opět vybrán mód C, kde lze velmi dobře pozorovat a kvantifikovat vliv řídicích proudů prostřednictvím rozšíření hlavního proudu, případně rozdělení hlavního proudu do dvou větví. Zkoumány byly frekvence v rozmezí 30 až 210 Hz pro hlavní proud o $Re = 1600$, resp. 30 až 500 Hz pro hlavní proud o $Re = 5000$. Vektorové mapy hlavního proudu bez působení řídicích proudů pro různá Re jsou na obr. 5.1-1. Pro představu je uveden pouze výběr z měřených frekvencí. Vektorové mapy pro každou měřenou frekvenci jsou uvedeny v příloze V.

Na obr. 5.3-10 je největšího rozmítání proudu o $Re = 1600$ dosaženo v rozmezí frekvencí 30 až 100 Hz, tedy v oblasti, kdy je proud vytékající z generátoru nejrychlejší, viz graf na obr. 5.2-1. V tomto rozmezí frekvencí je hlavní proud rozdělován na samostatné oblasti o vyšší rychlosti, které jsou střídavě odkláněny vpravo a vlevo. Při frekvencích vyšších než 120 Hz již nedochází k úplnému rozdělení hlavního proudu. Nejprve je hlavní proud výrazně zvlněný, se zvyšující se frekvencí se vliv řídicích proudů projevuje pouze ve smykové vrstvě. Přibližně od $f = 210$ Hz a $St = 0,83$ už je vliv řídicích proudů těžko rozlišitelný. Tento průběh odpovídá poznatkům z měření syntetizovaného proudu na segmentu, kdy při frekvencích 120 Hz a vyšších dochází k poklesu rychlosti proudu téměř k nule. Také velmi dobře odpovídá kritériu existence syntetizovaného proudu z kapitoly 5.2.4.



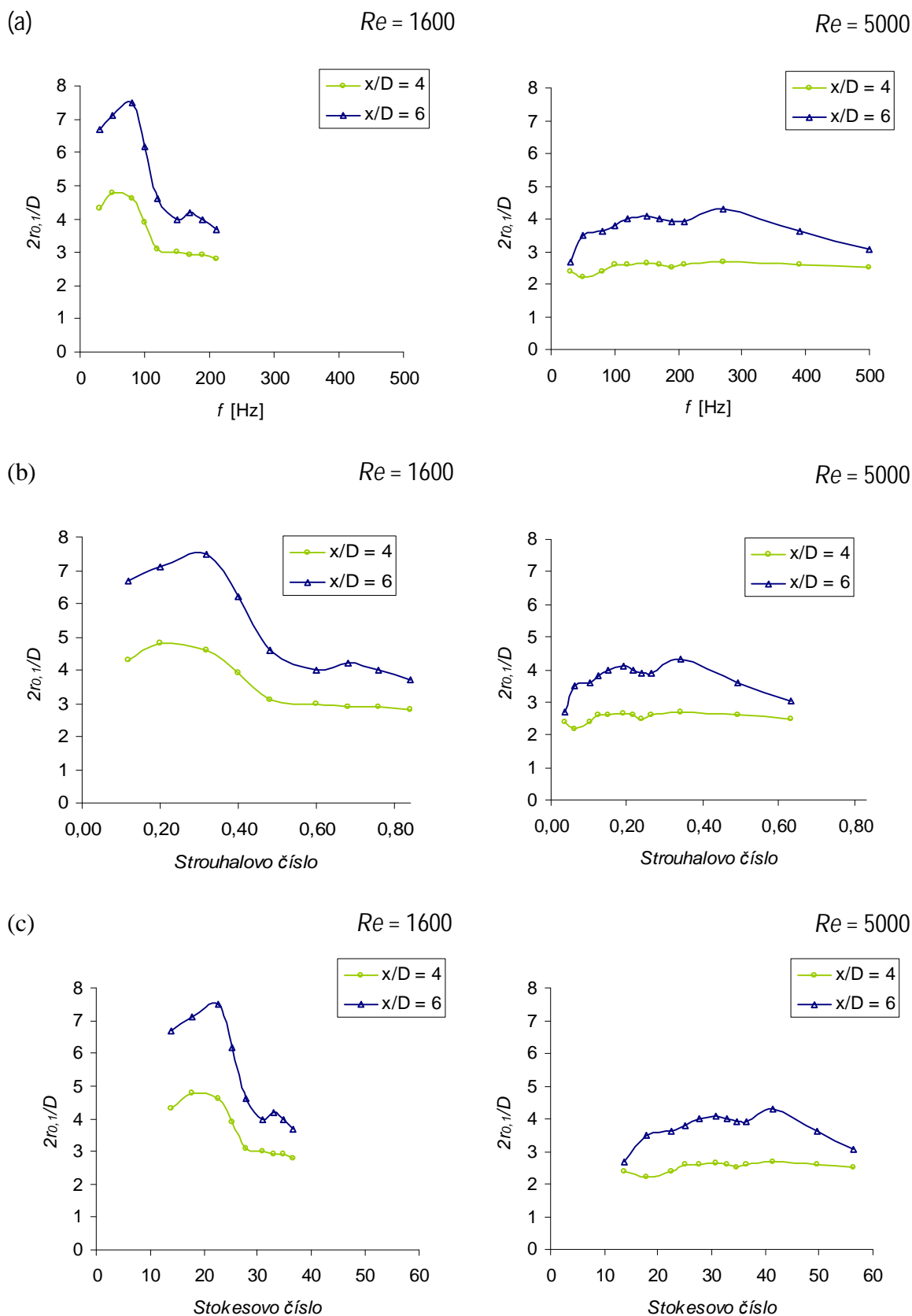
Obr. 5.3-10 Proud v módu C při $Re = 1600$, $t/T = 0,25$ a různých frekvencích oscilací řídicích proudů, vektorové mapy jsou podbarvené rychlostí

Tento předpoklad ovšem neplatí při vyšších Reynoldsových číslech, jak je vidět na obr. 5.3-11. Rozšíření proudu sice není tak velké jako při nižších Re , ale až do $f = 270 \text{ Hz}$ dokáží řídicí proudy rozdělit hlavní proud na samostatné oblasti s vyšší rychlostí. Řídicí proudy jsou tedy účinné i v okamžiku, kdy již podle předchozích měření nemají téměř žádnou rychlost. Proud při $Re = 5000$ dosahuje rychlosti až 9 m.s^{-1} , zatímco řídicí proud o frekvenci 150 Hz dosahuje rychlosti řádově $\sim 0,01 \text{ m.s}^{-1}$. V tomto případě se už jedná o akustické ovlivnění hlavní proudu.



Obr. 5.3-11 Proud v módu C při $Re = 5000$, $t/T = 0,25$ a různých frekvencích oscilací řídících proudů, vektorové mapy jsou podbarvené rychlostí

Reynoldsovo číslo hlavního proudu má zásadní význam pro stanovení rozsahu frekvencí, kdy je řídící proud nejúčinnější, viz grafy na obr. 5.3-12. Zatímco při nižším Re dochází k největšímu rozšíření v rozmezí frekvencí 30 až 100 Hz v obou sledovaných vzdálenostech od trysky, při vyšším Re je to v rozmezí 150 až 270 Hz, ale pouze ve vzdálenosti $x/D = 6$. Ve vzdálenosti $x/D = 4$ se změna frekvence řídících proudů na rozšíření hlavního proudu téměř neprojevuje.



Obr. 5.3-12 Rozšíření proudu v módu C ve vzdálenosti $x/D = 4$ a 6 nad ústím trysky v závislosti na změně frekvence (a), Strouhalova čísla (b) a Stokesova čísla (c), $Re = 1600$ a 5000 , $t/T = 0,25$

Z pohledu Strouhalova čísla naopak dochází v obou případech k velmi dobré shodě, viz grafy na obr. 5.3-12(b). Největšího rozšíření proudu je dosaženo v rozmezí $St = 0,12–0,47$ ($Re = 1600$), resp. $0,19–0,34$ ($Re = 5000$). Můžeme tedy konstatovat, že proud je nejcitlivější na vnější excitace v rozmezí Strouhalových čísel $St \sim 0,2–0,4$ pro různá Re . Toto rozmezí dobře odpovídá poznatkům z literatury [3, 4, 5].

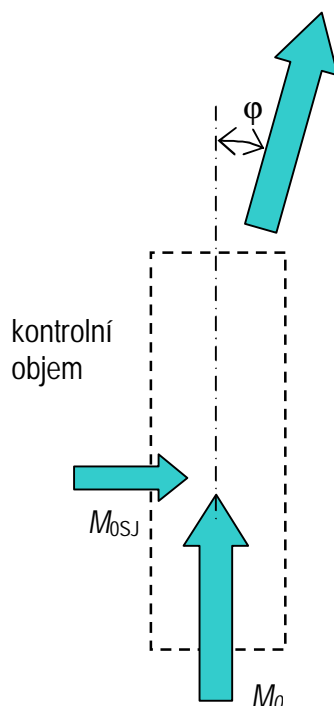
Pro úplnost jsou představeny i grafy rozšíření proudu v závislosti na Stokesově čísle, obr. 5.3-12(c). Hodnoty Stokesova čísla jsou shrnuty i v Tabulce 6.

5.3.3. Interakce proudů z pohledu věty o změně hybnosti

Výše uvedené hodnoty rozšíření proudu jsou v některých případech až překvapivě velké, především v oblasti Strouhalova čísla $St \sim 0,2–0,4$. Důvodem je velká citlivost hlavního proudu na vnější vlivy v odpovídající frekvenční oblasti. Nutno ovšem uvést, že pro velmi malé průtoky (resp. Re), může docházet k vychylování a rozmítání hlavního proudu ještě jiným způsobem, totiž přímým působením hybnosti proudu řídícího. Mechanismus takového působení objasňuje následující model. Elementární model interakce dvou stacionárních proudů, které mají hybnostní toky M_{0SJ} a M_0 , je představen na obr. 5.3-13.

Do vyznačeného kontrolního objemu vstupují dva tekutinové proudy, hlavní a řídící, a vystupuje z něj jeden proud výsledný. V tomto zjednodušeném modelu zanedbáváme vliv stěn i působení vnějších sil, tj. na tekutinu nepůsobí ani povrchové ani objemové síly. Směr výsledného proudu je popisovaný úhlem vychýlení hlavního proudu j . Velikost tohoto úhlu vyplývá z věty o změně hybnosti (Noskievič [38]):

$$\operatorname{tg}(j) = \frac{M_{0SJ}}{M_0} = c_m \quad (5.3-1)$$



Obr. 5.3-13 Elementární model interakce dvou stacionárních proudů

V této práci je rozsah hybnostního součinitele $c_m \sim 10^{-7}$ až 1,45 – viz Tabulka 4. Pro malé hodnoty c_m nemůže uvedená interakce způsobit významnější odchýlení proudu – např. pro $c_m < 0,02$ dává uvedený model zanedbatelné odchýlení $\varphi < 1^\circ$. V takových případech je vychylování a rozmítání hlavního proudu způsobováno především velkou citlivostí hlavního proudu na vnější vlivy. Pro takové řídicí působení je proto rozhodující volba Strouhalova čísla. Jako nejcitlivější byla v předchozí podkapitole vyhodnocena oblast $St \sim 0,2\text{--}0,4$, což je v souladu s dostupnou literaturou [3, 4, 5].

Pro velké hodnoty c_m je ovšem situace zcela jiná. Pro největší hodnoty c_m , které jsou představeny v Tab. 4, dává tento model velmi vysoké hodnoty odchýlení hlavního proudu (např. až 55° pro $c_m = 1,45$) – jak ukazuje následující Tabulka 7. Tak velké odchýlení je ovšem nereálné, neboť zjednodušený model předpokládá stacionární řídicí proud, ale ve skutečnosti je jím proud syntetizovaný, který má pro větší hodnoty c_m tendenci pronikat (penetrovat) skrze proud hlavní, a tak mu předat pouze část své hybnosti. Například pro $c_m = 0,2$ byl naměřen skutečný úhel odchýlení proudu asi poloviční, oproti teoretickému výsledku tohoto zjednodušeného modelu – viz Broučková a kol. [62].

Co je důležité, i z takto zjednodušeného modelu je zřejmé, že pro vysoké hodnoty hybnostního součinitele c_m nejsou budící frekvence (resp. hodnoty Strouhalova čísla) už tak rozhodujícím parametrem.

Tabulka 7: Odchýlení hlavního proudu v závislosti na c_m (podle rovnice 5.3-1)

c_m	0.01	0.1	...	0.2	0.3	0.7	1.45
φ [°]	0.6	5.7	...	11.3	17	35	55

5.3.4 Objasnění vlivu parametrů Re , St , a c_m

Jak bylo výše ukázáno, hlavní parametry sledovaného případu jsou Re , St , a c_m pro zvolené geometrické uspořádání (tj. D , h a počet generátorů) a pro vybraný budící mód. Popřípadě možno nahradit některý z parametrů jejich kombinací (např. Stokesovým číslem). Další veličinou, která je významná v aplikacích i při konstrukčním ztvárnění úlohy, je příkon generátorů.

Obecně by přístup experimentální mechaniky tekutin vyžadoval zkoumat jednotlivé parametry pokud možno nezávisle. Tzn. měnit postupně vždy pouze jeden a všechny zbývající udržovat konstantní. Takový přístup má známé úskalí v nárůstu množství experimentů geometrickou řadou. Např. budeme objasňovat pouze vliv tří parametrů Re , St , a c_m (pro zvolené D , h , počet generátorů) a spokojíme se s poměrně hrubým krokem při změně každého parametru, alespoň 6 hodnot od každého bude potřeba. Celkový počet měření by tedy byl $6 \times 6 \times 6 = 216$. V této práci jsou sledovány pouze 4 módy, tzn. celkem by bylo zapotřebí $4 \times 216 = 864$ měření. Jakákoliv další úprava geometrie násobí počet měření – např. je známo z literatury, že velmi výhodné vlastnosti mají poněkud skloněné řídící syntetizované proudy (Tamburello a kol. [63]). Přidáme-li sklon řídícího proudu do seznamu parametrů, bylo by zapotřebí $6 \times 864 = 5184$ měření. I když je toto množství už poměrně velké, zdaleka ještě nevyjadřuje rozsah „naprosto systematicky“ pojatého přístupu. Např. zajímavých módů je ještě mnohem více a jakákoliv další úprava geometrie násobí počet měření. Je tedy zřejmé, že provedené množství měření musí být omezené možnostmi realizace experimentu.

Na tomto místě však nutno upozornit ještě na jiné úskalí. Provedená úvaha se týkala případu nezávislých parametrů. Ovšem ve sledované úloze je amplituda a frekvence

řídících proudů svázána jejich frekvenční charakteristikou (viz kap. 5.2.1 a obr. 5.2-1). Což je v důsledku druhým významným omezením pro experimentální výzkum vlivu jednotlivých parametrů.

5.4 Diskuse hlavních výsledků

Osově symetrický proud vzduchu

Mnoho poznatků, známých z literatury, bylo potvrzeno:

- Základní oblasti proudu, tedy počáteční oblast, přechodová oblast a oblast vyvinutého proudu odpovídají popisu osově symetrického proudu (Schlichting [13], Blevins [42], White [58]).
- Pokles rychlosti na ose odpovídá závislosti $u_m \sim x^n$, kde exponent n byl vyhodnocen metodou nejmenších čtverců jako $n = -0,997$. Tento exponent velmi dobře odpovídá poznatkům z literatury, kde se uvádí $n = -1$ ([13], [42]).
- Rychlostní profily vyvinutého proudu také odpovídají průběhům popsaným v literatuře. Počáteční oblast vykazuje plochý vyrovnaný profil. V přechodové oblasti začíná pokles rychlosti na ose trysky a zároveň pokračuje směšování vzduchu z vnějších částí proudu s okolním vzduchem. Oblast vyvinutého proudu začíná přibližně ve vzdálenosti $x/D > 7$. Ve vzdálené oblasti vykazují rychlostní profily velmi dobrou shodu se známými profily podle literatury ([42], [58]), zejména v centrální části proudu.

Rezonanční frekvence generátorů syntetizovaného proudu a kritérium existence syntetizovaného proudu

Jak bylo experimentálně prokázáno, chování syntetizovaného proudu ze samostatného generátoru (segmentu) je přijatelně blízké chování čtveřice řídících syntetizovaných proudů generovaných v kompletní trysce. Rezonance byly nalezeny ve všech zkoumaných případech v oblasti nízkých frekvencí 27–35 Hz – viz obr 5.2-1.

To je v souladu se systematickým přístupem k práci. Umožňuje to v některých případech proměřování hůře přístupných štěrbin kompletní trysky nahradit měřením mnohem lépe přístupného samostatného generátoru (segmentu).

Kritérium existence syntetizovaného proudu $K = 0,16$ [14] je ve velmi dobré shodě s poznatky z měření žhaveným drátkem, kdy při frekvencích oscilací větších než 125 Hz je rychlost proudu 1,5 mm za ústím generátoru blízká nule (obr. 5.2-1). Odpovídá i datům z měření systémem PIV, kde při frekvenci oscilací 190 Hz nebyl zjištěn vznik syntetizovaného proudu (obr. 5.2-15).

Aktivní řízení proudu

Bylo prokázáno, že osově symetrický proud lze řídit soustavou generátorů syntetizovaných proudů v různých módech (A: osově symetrický, B: rovinně symetrický, C: bifurkační, D: helikální, „spirálový“). Syntetizované proudy ve zkoumaných módech mimo jiné způsobily rozmítání proudu do šířky, pokles rychlosti proudu podél osy trysky a změny rychlostních profilů hlavního proudu.

- Největšího rozmítání proudu do šířky bylo dosaženo v bifurkačním módu C v rozsahu Strouhalova čísla $St = 0,2-0,4$.
- Pokles rychlosti podél osy trysky ve vzdálené oblasti $x/D > 7$ byl v porovnání s kontinuálním proudem rychlejší v módech C a D ($n = -1,12$). Naopak v módech A a B klesala rychlost podél osy pomaleji ($n = -0,94$, resp. $n = -0,66$), jak je patrné z obr. 5.3-4.
- Rychlostní profily mají v počáteční oblasti proudu ve všech módech tvar Gaussovy křivky, liší se pouze rychlostí. Ve vzdálenostech $x/D > 1$ se účinek řídících proudů projevuje na tvaru rychlostního profilu, který je rozšířen, případně se objevují lokální maxima rychlosti na okrajích proudu, viz grafy na obr. 5.3-3.

Účinek syntetizovaných proudů na hlavní proud závisí na mnoha parametrech, z nichž nejdůležitějšími jsou Strouhalovo číslo, Reynoldsovo číslo a hybnostní součinitel c_m .

- Vliv Strouhalova čísla byl zkoumán pro různé kombinace frekvencí syntetizovaných proudů a rychlostí hlavního proudu. Bylo zjištěno, že proud je nejcitlivější na vnější excitace v rozsahu $St = 0,2-0,4$, což velmi dobře odpovídá dostupné literatuře [3, 4, 5].
- Vliv Reynoldsova čísla necharakterizuje citlivost proudu na vnější excitace jednoznačně. Obecně lze říci, že se zvyšujícím se Re klesá citlivost proudu. Ovšem důležitým faktorem je frekvence oscilací.

- Hybnostní součinitel dosahuje v této práci rozsahu $c_m = 10^{-7}$ až 1,45. Pro malé hodnoty součinitele je rozmítání proudu způsobeno citlivostí hlavního proudu na vnější vlivy. Pro velké hodnoty c_m (velmi malé průtoky, resp. Re), již dochází k vychylování a rozmítání hlavního proudu přímým působením hybnosti řídicího proudu. Pro vysoké hodnoty hybnostního součinitele c_m nejsou proto budící frekvence (resp. hodnoty Strouhalova čísla) natolik rozhodujícím parametrem.

6 Závěry

Cíle práce byly splněny:

- Tři experimentální modely byly připraveny a zprovozněny:
 - Osově symetrický proud vzduchu byl generován z trysky o průměru ústí 10 mm.
 - Generátor syntetizovaného proudu, mající podobu segmentu trysky, pracuje s elektrodynamickým buzením. Jeho rezonanční frekvence byla nalezena v rozsahu 27–35 Hz.
 - Kompletní tryska umožňuje vytvořit osově symetrický proud vzduchu řízený soustavou čtyř syntetizovaných proudů.
- Měření probíhalo za fázové synchronizace s budícím signálem. Výsledky byly zpracovávány fázovým průměrováním.
- Byl proveden systematický experimentální výzkum případu. Proměřování proudových polí bylo prováděno metodou PIV a anemometrem se žhaveným drátkem. Referenční měření byla prováděna s osově symetrickým proudem vzduchu bez řízení, následovalo měření se syntetizovaným proudem ze samostatného generátoru (segmentu) a konečně hlavní část měření se zaměřila na řízený proud z kompletní trysky.

Možnost řídit hlavní proud a uvést jej spolehlivě do zvolených módů byla prokázána. Efektivní rozmítání proudu do šířky bylo dosaženo a kvantifikováno. Proud je nejcitlivější na vnější excitace v rozmezí Strouhalova čísla 0,2–0,4. Byl popsán pokles rychlosti podél osy trysky pro jednotlivé módy a porovnán s osově symetrickým proudem bez řízení a s literaturou. Dále byly popsány rychlostní profily proudu v jednotlivých módech.

- Výsledky známého případu (hlavní osově symetrický proud bez řízení) byly podrobně porovnány s dostupnými referenčními údaji z literatury. Prokázala se velmi dobrá shoda, svědčící o správnosti přístupu: reprodukovatelnost zvoleného proudového pole i správnost použitých měřících metod velmi dobře odpovídají sledovaným cílům.
- Největší potenciální přínos pro použití v průmyslových aplikacích možno očekávat při intenzifikaci transportních procesů v proudovém poli (např. směšování) i na obtékaných stěnách (např. chlazení elektronických součástek). Byla prokázána vhodnost použití budících frekvencí, odpovídajících největší citlivosti hlavního proudu (tzv. preferovaný mód), při kterém je Strouhalovo číslo od 0,2 do 0,4. I tento výsledek velmi dobře odpovídá poznatkům z literatury. Přitom zvolená úroveň hybnostního koeficientu byla $c_m = 10^{-7}$ až 1,45.
- Byla potvrzena citlivost hlavního proudu v oblasti Strouhalova čísla 0,2 až 0,4. Pro hlubší objasnění vlivu řízení na hlavní proud bude vhodné zaměřit se především na tuto oblast a ostatní parametry zkoumat pokud možno nezávisle (Re , amplituda řídicího proudu, popř. hybnostní součinitel c_m).
- Tato práce ukázala, že konstrukce konkrétního generátoru je vždy spjata s užší oblastí St a výzkum širší oblasti by vyžadoval modifikaci konstrukce – přesněji řečeno modifikaci frekvenční charakteristiky.
- Navíc – mimo cíle této práce – se ukázalo, že ve zmíněné oblasti $St = 0,2-0,4$ je proud natolik citlivý, že reaguje i na akustické působení (případ, kdy amplituda rychlosti na výstupu z generátoru nedosahuje kritéria pro vznik syntetizovaného proudu).

6.1 Výhledy do budoucnosti

Tato práce potvrdila, jak je možné aktivním řízením významně změnit charakter proudových polí. Jelikož oblast parametrů (St , Re , c_m) byla vymezena, následující etapy již mohou být zaměřeny na prohloubení poznatků a následně i na optimalizaci těchto parametrů.

Aktivně řízené proudy mohou být využity pro zlepšení funkce řady aplikací ve strojírenském i elektrotechnickém průmyslu, např. pro zdokonalení směšování, spalování, chlazení, sušení, ohřevu. Následující výzkum by se proto mohl zaměřit na přizpůsobení případu konkrétním požadavkům těchto aplikací.

O aktuálnosti problematiky i konkrétně zvoleného přístupu aktivního řízení proudového pole svědčí řada nejnovějších poznatků z poslední doby [24, 27, 28, 33, 60] (podrobně bylo diskutováno v úvodní části práce).

V poslední době byly publikovány i články věnující se již konkrétním aplikacím, např. článek Amitay a kol. [30] o aktivním řízení proudění potrubím pro potřeby leteckého průmyslu, kdy působení soustavy syntetizovaných proudů vedlo k úspěšnému znovupřilnutí odtrženého proudění.

V minulém roce bylo dokonce použití této pokrokové technologie zahrnuto do studie o možnostech konstrukce velkých dopravních letadel budoucnosti – Jabbal a kol. [64].

Literatura

- [1] M. Gad-El-Hak, Interactive control of turbulent boundary layers – A futuristic overview, *AIAA Journal* 32 (9) (1994) 1753–1765.
- [2] H.H. Fernholz, Management and control of turbulent shear flows, *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik*, 73 (11) (1993) 287–300
- [3] S. C. Crow, F. H. Champagne, Orderly structure in jet turbulence, *J. Fluid Mech.* 48 (1971) 547–591.
- [4] F. O. Thomas, Structure of mixing layers and jets, *Appl. Mech. Rev.* 44 (1991) 119–153.
- [5] E. V. Vlasov, A. S. Ginevski, The aeroacoustic interaction problem (review), *Sov. Phys. Acoust.* 26 (1) (1980) 1–7.
- [6] T. Liu, J. P. Sullivan, Heat transfer and flow structures in an excited circular impinging jet, *Int. J. Heat Mass Transfer* 39 (17) (1996) 3695–3706
- [7] E. Gutmark, C-M. Ho, Preferred modes and the spreading rates of jets, *Phys. Fluids* 26 (10) (1983) 2932–2938.
- [8] B. L. Smith, A. Glezer, The formation and evolution of synthetic jets, *Phys. Fluids* 10 (9) (1998) 2281–2297.
- [9] J. E. Cater, J. Soria, The evolution of round zero-net-mass-flux jets, *J. Fluid Mech.* 472 (2002) 167–200.
- [10] L. Pírková, Studium syntetizovaného proudu metodou PIV, diplomová práce Technická univerzita v Liberci (2006).
- [11] T.M. Dauphinee, Acoustic air pump, *Rev. Sci. Instrum.* 28 (6) (1957) 456.
- [12] R.D. James, J.W. Jacobs, A. Glezer, A round turbulent jet produced by an oscillating diaphragm. *Phys. Fluids*, Vol. 8 (9) (1996) 2484–2495.
- [13] H. Schlichting, K. Gersten, *Boundary-Layer Theory*. Springer-Verlag, Berlin (2000).

- [14] R. Holman, Y. Utturkar, R. Mittal, B. L. Smith, L. Cattafesta, Formation criterion for synthetic jets, *AIAA Journal* 43 (10) (2005) 2110–2116.
- [15] Y. Yassour, J. Stricker, M. Wolfshtein, Heat transfer from a small pulsating jet, in: *Proc. of the 8th Int. Heat Transfer Conf.*, Hemisphere, San Francisco, USA, Vol. 3 (1986) 1183–1186.
- [16] Z. Trávníček, V. Tesař, Annular synthetic jet used for impinging flow mass-transfer, *Int. Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (17) (2003) 3291–3297.
- [17] D. S. Kercher, J-B. Lee, O. Brand, M. G. Allen, A. Glezer, Microjet cooling devices for thermal management of electronics, *IEEE Trans. Compon. Packaging Technol.* 26 (2) (2003) 359–366.
- [18] Z. Trávníček, J. Vogel, T. Vít, F. Maršík, Flow field and mass transfer experimental and numerical studies of a synthetic impinging jet, 4th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics (HEFAT2005) 95–98.
- [19] G. M. Di Cicca, G. Iuso, On the near field of an axisymmetric synthetic jet, *Fluid Dynamic Research* 39 (2007) 67–693.
- [20] B. L. Smith, A. Glezer, Jet vectoring using synthetic jets, *J. Fluid Mech.* 458 (2002) 1–34.
- [21] E. Avihar, N. Shemesh, L.G. Pack, A. Seifert, Rotation of a rectangular jet by periodic excitation, *Journal of Aircraft* 40 (1) (2003) 217–219
- [22] D. A. Tamburello, M. Amitay, Manipulation of an axisymmetric jet using continuous control jets, *Journal of Turbulence* 7 (59) (2006) 1–24
- [23] D. A. Tamburello, M. Amitay, Three dimensional interactions of a free jet with a perpendicular synthetic jet, *Journal of Turbulence* 8 (38) (2007) 1–18
- [24] M. Ben Chiekh, M. Ferchichi, J.-C. Béra, Modified flapping jet for increased jet spreading using synthetic jets, *International Journal of Heat and Fluid Flow* (2011), v tisku
- [25] S. G. Mallinson, G. Johnson, M. Gaston, G. Hong, Three dimensional numerical simulations of synthetic jet actuator flows in a microchannel, *SPIE Proceeding of International Symposium on Microelectronics, MEMS, and Nanotechnology* (2004) 341–350.
- [26] V. Timchenko, J. Reizes, E. Leonardi, An evaluation of synthetic jets for heat transfer enhancement in air cooled micro-channels, *International journal of numerical methods for heat & fluid flow* 17 (3) (2007) 263–283.

- [27] Z. Trávníček, P. Dančová, J. Kordík, T. Vít, M. Pavelka, Heat and mass transfer caused by a laminar channel flow equipped with a synthetic jet array, *Trans. ASME, Journal of Thermal Science and Engineering Applications* 2 (4) (2010) 041006-1–041006-8.
- [28] T. Koso, T. Kinoshita, Agitated turbulent flowfield of a circular jet with an annular synthetic jet actuator, *J. Fluid Science Tech.* 3 (2008) 323–333.
- [29] Ch. Lee, G. Hong, Q. P. Ha, S. G. Mallinson, A piezoelectrically actuated micro synthetic jet for active flow control, *Sensors and Actuators A* 108 (2003) 168–174.
- [30] M. Amitay, D. Pitt, A. Glezer, Separation control in duct flows, *Journal of Aircraft* 39 (4) (2002) 616–620.
- [31] J. Vukasinovic, A. Glezer, An active radial countercurrent heat sink driven by a synthetic jet actuator, *Proceedings of ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition* (2001) 9–16.
- [32] Z. Trávníček, V. Kopecký, F. Maršík, V. Tesař, Bifurcated and helical jet controlled by azimuthally arranged synthetic jets, *5th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics (HEFAT2007)*, Sun City, South Africa (2007) p.35.
- [33] Z. Trávníček, L. Němcová, J. Kordík, V. Tesař, V. Kopecký, Axisymmetric impinging jet excited by a synthetic jet system, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, (2011, přijato k publikování).
- [34] Z. Trávníček, Anulární impaktní proud s akustickým buzením (vizualizace proudového pole a přestup hmoty na obtékané stěně), *Výzkumná zpráva Ústavu termomechaniky AV ČR, v.v.i., č. Z-1310/01, Praha* (2001).
- [35] Z. Broučková, J. Kordík, Z. Trávníček, Aktivní řízení anulárního proudu radiálním syntetizovaným proudem, *Výzkumná zpráva Ústavu termomechaniky AV ČR, v.v.i., č. z 1438/09, Praha*, (2009).
- [36] W. C. Reynolds, D. E. Parekh, P. J. D. Juvet, M. J. D. Lee, Bifurcating and blooming jets, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 35 (2003) 295–315.
- [37] J. Lepičovský, K.K. Ahuja, R.H. Burrin, Tone excited jets, part III: Flow measurements, *Journal of Sound and Vibration* 102 (1) (1985) 71–91.
- [38] J. Noskievič a kol., *Mechanika tekutin*, SNTL Praha (1987).
- [39] O. Reynolds, An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law

- of resistance in parallel channels. Philosophical Transactions, Royal Society, Vol. 174, (1883) 935–982 (citováno podle práce Schlichting [13]).
- [40] L. Prandtl, Über Flüssigkeitsbewegungen bei sehr kleiner Reibung. Verhandl. III. Intern. Math. Kongr. Heidelberg, 484–491 (1904) (citováno podle práce Schlichting [13]).
- [41] J. Citavý, J. Nožička, Proudění vazkých tekutin – Tenké smykové vrstvy, ČVUT Praha (2004).
- [42] R.D. Blevins, Applied Fluid Dynamics Handbook. Krieger Publ. Comp., Malabar, Florida (2003).
- [43] Dantec Dynamics – laser optical measurement systems and sensors – Fluid mechanics, dostupné na:
<http://www.dantecdynamics.com/Default.aspx?ID=649>, citováno 28. 7. 2011.
- [44] V. Kopecký, Laserová anemometrie v mechanice tekutin, Tribun EU, Brno (2008).
- [45] oddíl „Help“ softwaru DynamicStudio od Dantec Dynamics, verze 2.21.2, poslední aktualizace 19. 12. 2008.
- [46] M. Kotek, Experimentální studium proudových polí prohozu vzduchového tkacího stroje metodami laserové anemometrie, disertační práce TUL (2011).
- [47] T. Persoons, T. S. O'Donovan, High dynamic velocity range particle image velocimetry using multiple pulse separation imaging, Sensors 11 (2011) 1 – 18.
- [48] Anonymní autor, Uncertainty analysis particle imaging velocimetry, ITTC – Recommended Procedures and Guidelines, International towing tank conference, Fukuoka, Japan (2008).
- [49] C. H. Westergaard, B. B. Madsen, M. Marassi, E. P. Tomasini, Accuracy of PIV signals in theory and practice, 5th International symposium on Particle image velocimetry, Busan, Korea (2003).
- [50] M. Gordon, J. E. Cater, J. Soria, Investigation of the mean passive scalar field in zero-net-mass-flux jets in cross-flow using planar-laser-induced fluorescence, Physics of Fluids, 16 (3) (2004) 794–808.
- [51] M. P. Wernet, Development of digital particle imaging velocimetry for use in turbomachinery, Experiments in Fluids 28 (2000) 97–115.
- [52] F.E. Jørgensen, The computer-controlled constant-temperature anemometer. Aspects of set-up, probe calibration, data acquisition and data conversion, Measurement science & technology 7 (10) (1996) 1378–1387.

- [53] H.H. Bruun, Hot-wire Anemometry, Principles and Signal Analysis. Oxford University Press (1994).
- [54] M. Zdravkovich, Flow around circular cylinders, Vol. 1: Fundamentals. Oxford University Press (1997).
- [55] F. Jørgensen, „How to measure turbulence with hot-wire anemometers a practical guide,” technical report, Dantec Dynamics A/S, Skovlunde, 2003.
- [56] Joint Committee for Guides in Metrology – Working Group 1 (JCGM/WG1), „JCGM 100 series – Guides to the expression of uncertainty in measurement(GUM series).”<http://www.iso.org/sites/JCGM/GUM/JCGM100/C045315e-html/C045315e.html?csnumber=50461>, citováno 14. 4. 2011.
- [57] J. Kožešník, Teorie podobnosti a modelování, Academia Praha (1983).
- [58] F.M. White, Viscous Fluid flow, New York, McGraw-Hill (1991).
- [59] H.S. Husain, F. Hussain, The elliptic whistler jet, J. Fluid Mech. 397 (1999) 23 – 44.
- [60] C.Fischer, R.N.Sharma, G.D.Mallinson, Flow visualisation to identify mechanisms leading to axis-switching of slotted synthetic jets, 17th Australasian Fluid Mechanics Conference, Auckland, New Zealand (2010).
- [61] Z. Broučková, P. Šafařík, Z. Trávníček, Oblast parametrů syntetizovaných proudů. Proc. of Students' Work in Year 2010/2011, editoři.: J. Ježek, J. Nožička, J. Adamec, P. Šafařík, ČVUT Praha, Praha (2011) (v tisku).
- [62] Z. Broučková, Z. Trávníček, P. Šafařík, The interaction of continual and synthetic jets. In: Topical Problem of Fluid Mechanics 2010, Ústav termomechaniky AV ČR, editoři: J. Příhoda, K. Kozel, Prague, Feb. 16–17 (2011) 21–24.
- [63] D. A. Tamburello, M. Amitay, Dynamic response of a free jet following the activation of a single synthetic jet, Journal of Turbulence 8 (48) (2007) 1–18
- [64] M. Jabbal, S. C. Liddle, W. J. Crowther, Active flow control systems architectures for civil transport aircraft. Journal of Aircraft 47 (6) (2010) 1966–1981.

Vybraná publikační činnost autorky

- [a] Z. Trávníček, L. Němcová, J. Kordík, V. Tesař, V. Kopecký, Axisymmetric impinging jet excited by a synthetic jet system, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, (2011, přijato k publikování).
- [b] L. Němcová, J. Kordík, Z. Trávníček, V. Kopecký, Velocity profiles and frequency characteristics of a control synthetic jet, *mezinárodní konference Experimental fluid mechanics*, Jičín (2011, příspěvek přijat k prezentaci).
- [c] L. Pírková¹, V. Kopecký, Z. Trávníček, PIV studium kontinuální trysky řízené pulzujícími proudy, *Mechanical Engineering Journal Strojárstvo*, Žilina, Slovensko (2009) ISSN: 1335-2938.
- [d] L. Němcová, V. Kopecký, Z. Trávníček, Experimental study of a control synthetic jet's efficiency, *Structure and Strutural Mechanics of Textile Fabrics*, Liberec (2009) ISBN: 978-82-7372-542-6.
- [e] L. Pírková, V. Kopecký, Z. Trávníček, Experimental study of a control synthetic jet using PIV method, *9th International workshop on Electronics, Control, Modelling, Measurement and Signals 2009*, Mondragon, Spain (2009) ISBN: 978-84-608-0941-8.
- [f] L. Němcová, V. Kopecký, Z. Trávníček, Experimentální výzkum osově symetrického proudu vzduchu, řízeného soustavou syntetizovaných proudů, *Sborník Technických zpráv Výzkumného centra Textil II, sekce C*, ISRN - VCT2/C-RMM/TZ - 09/001/CZ, TUL (2009).
- [g] L. Pírková, V. Kopecký, Z. Trávníček, Experimental and numerical study of a controlled pulsating flow, *Structure and Strutural Mechanics of Textile Fabrics*, Liberec (2008) ISBN: 978-80-7372-418-4.

¹ L. Pírková je rodné jméno autorky. V roce 2009 provdána jako L. Němcová.

- [h] L. Pírková, J. MacInnes, Towards a numerical model of a round air jet excited into various modes, 12th International Scientific Seminar on Developments in Machinery Design and Control, Lomza, Polsko (2008) str. 91 - 92, ISBN: 978-83-87982-08-9.
- [i] L. Pírková, J. MacInnes, Towards a numerical model of a controlled pulsating jet, 7th conference on Power System Engineering, Thermodynamics & Fluid Flow, Plzeň, CZ, str. 189-194 (2008) ISBN: 978-80-7043-665-3.
- [j] L. Pírková, V. Kopecký, Z. Trávníček, Studium řízených pulzních toků metodou PIV, sborník konference Power System Engineering, Thermodynamics & Fluidflow, Plzeň, str. 173 – 178 (2007) ISBN: 978-80-7043-542-7.
- [k] V. Kopecký, M. Kotek, L. Pírková, D. Jašíková, Z. Trávníček, J. Hlína, Experimentální studium časového vývoje pulzačních proudění klasickým PIV, sborník konference 21th Symposium on anemometry, Holany, str. 81 - 88 (2007) ISBN:978-80-87117-01-9.
- [l] L. Pírková, V. Kopecký, Z. Trávníček, Experimental study of bifurcating jets using PIV method, sborník abstraktů a cd konference ECMS 2007, Liberec, str. 61 (2007) ISBN: 978-80-7043-542-7.
- [m] L. Pírková, V. Kopecký, Z. Trávníček, PIV measurements of a round air jet excited into various modes, sborník abstraktů a cd konference 11th International Scientific Seminar on Developments in Machinery Design and Control, Červený Klášter, Slovensko, str. 71 -72 (2007) ISBN: 83-87982-42-3.
- [n] L. Pírková, V. Kopecký, Z. Trávníček, Study of controlled pulsating flows using the PIV method, konference Structure and Strutural Mechanics of Textile Fabrics, Liberec, str. 359-365 (2007) ISBN: 978-80-7372-271-5.
- [o] L. Pírková, V. Kopecký, Z. Trávníček, Studium řízených pulzních toků metodou PIV, Sborník technických zpráv, Sekce C, VCT II, Speciální měření a modelování, ISRN: TUL – VCT2/C – TSM/TZ - - 07/001/CZ.
- [p] M. Kotek, V. Kopecký, L. Pírková, Nonstationary flow fields in textile applications, konference Structure and Strutural Mechanics of Textile Fabrics, Liberec (2006) ISBN: 80-7372-135x

Přílohy

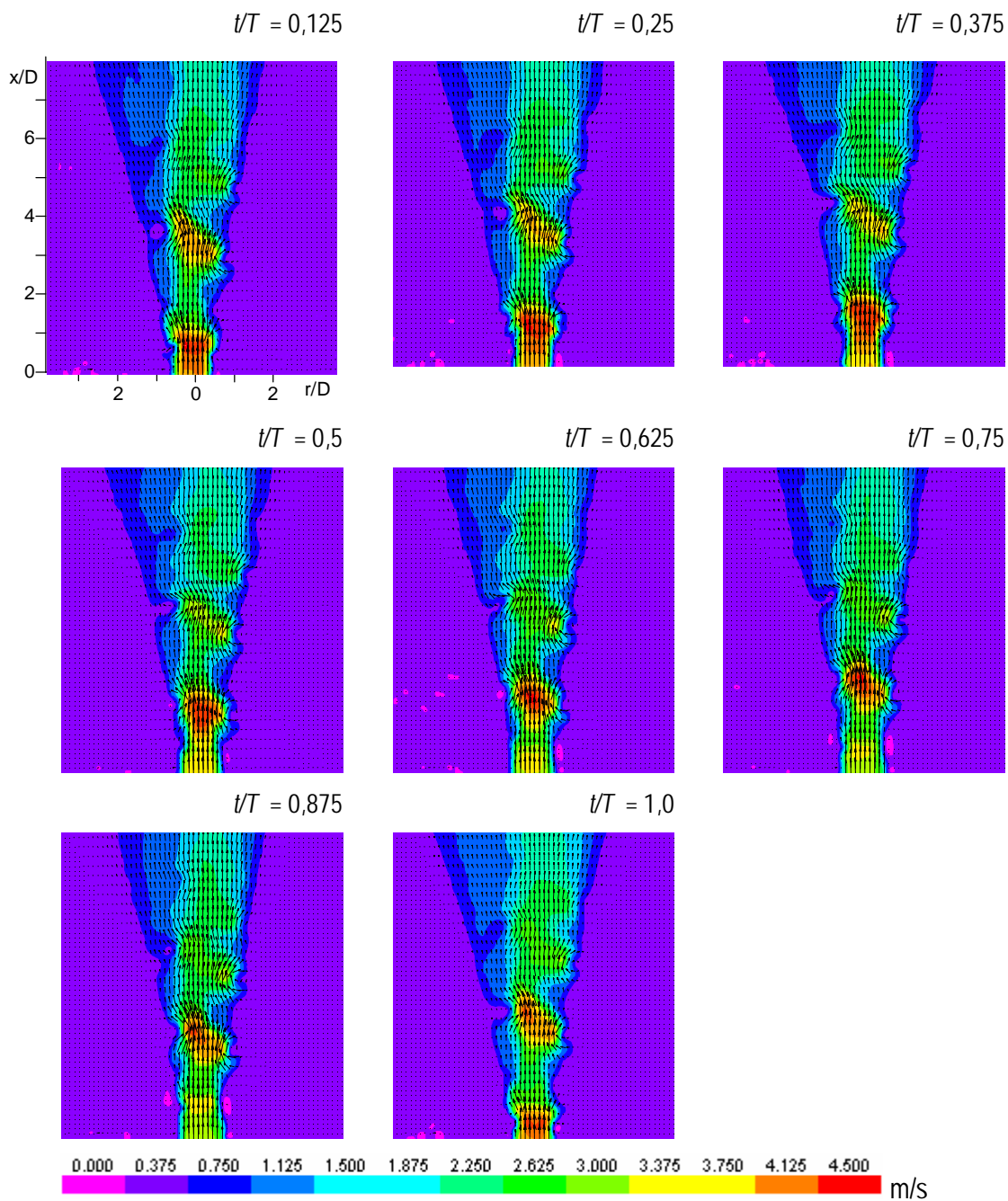
Příloha I

Nastavení systému PIV

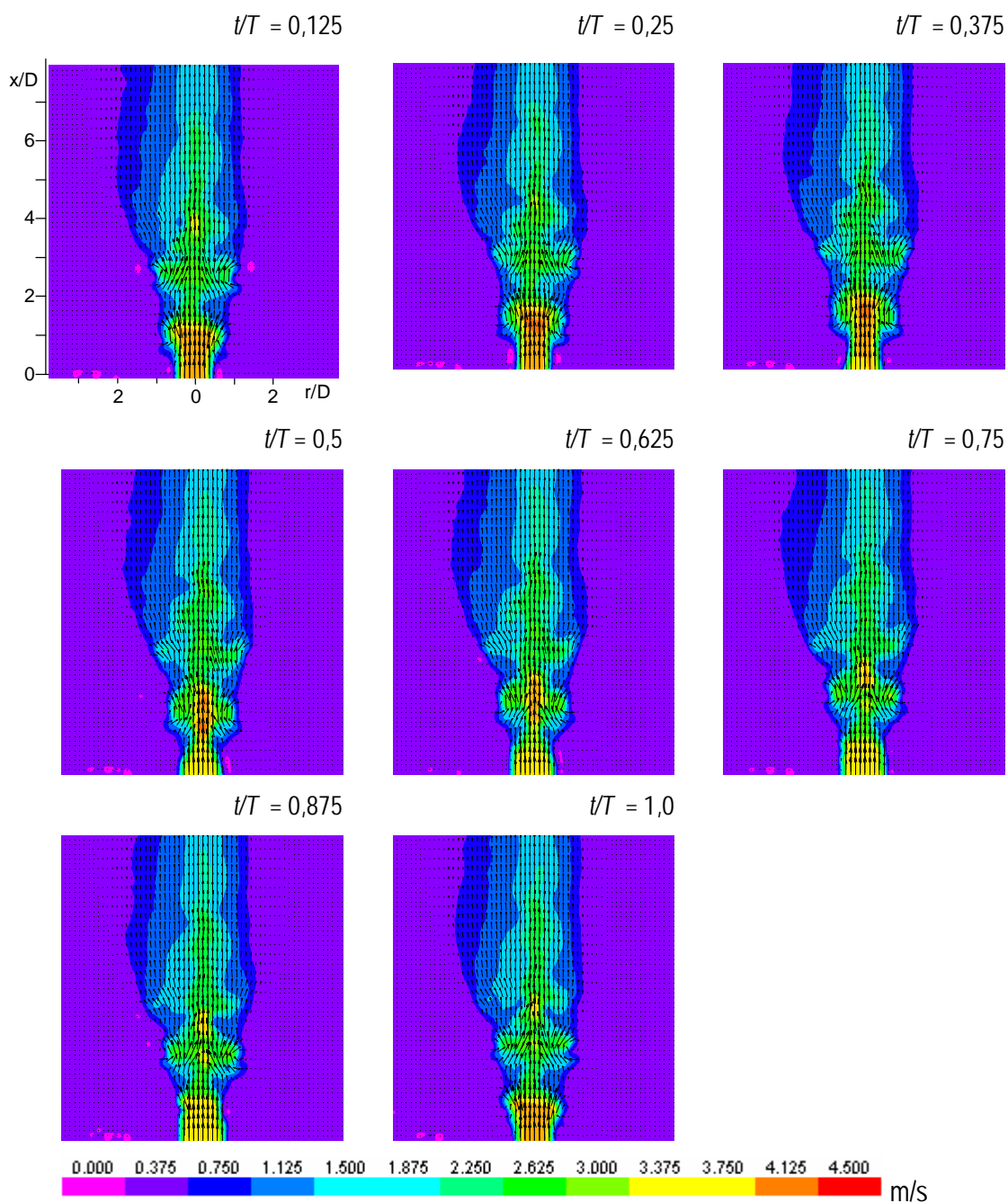
Nastavení experimentu		
objekt měření		turbulentní proud vzduchu proudící z kruhové trysky
měřená oblast		83 x 102 mm
Kalibrace		
vzdálenost referenčních bodů		70 mm
vzdálenost bodů v obrazové rovině		884 pixelů
faktor zvětšení		0,079 mm/pixel
Vizualizace proudu		
syťící částice		kapičky olivového oleje
průměrná velikost syťících částic		3,0 μm
zdroj světla		pulzní Nd:YAG laser
výkon laseru		120 mJ
šířka laserového řezu		1,0 mm
čas mezi dvěma pulzy	Δt	50 μs (pro $Re = 1600$)
doba trvání jednoho pulzu	σt	4 ns
Záznam obrazu		
kamera		HiSense 12bit
rozlišení		1024 x 1280 pixelů
frekvence snímání dvojbražů		4,5 Hz
rozlišení jasu (intenzity šedé)		12 bit
velikost buňky CCD senzoru		6,7 x 6,7 μm
optický systém		AF Micro-Nikkor
ohnisko čočky		60 mm
clona		F 4,2
Zpracování dat		
analýza dat		vzájemná korelace
vyhodnocovaná oblast		32 x 32 pixelů
překrytí		50 %
validace dat		validace rozsahem

Příloha II

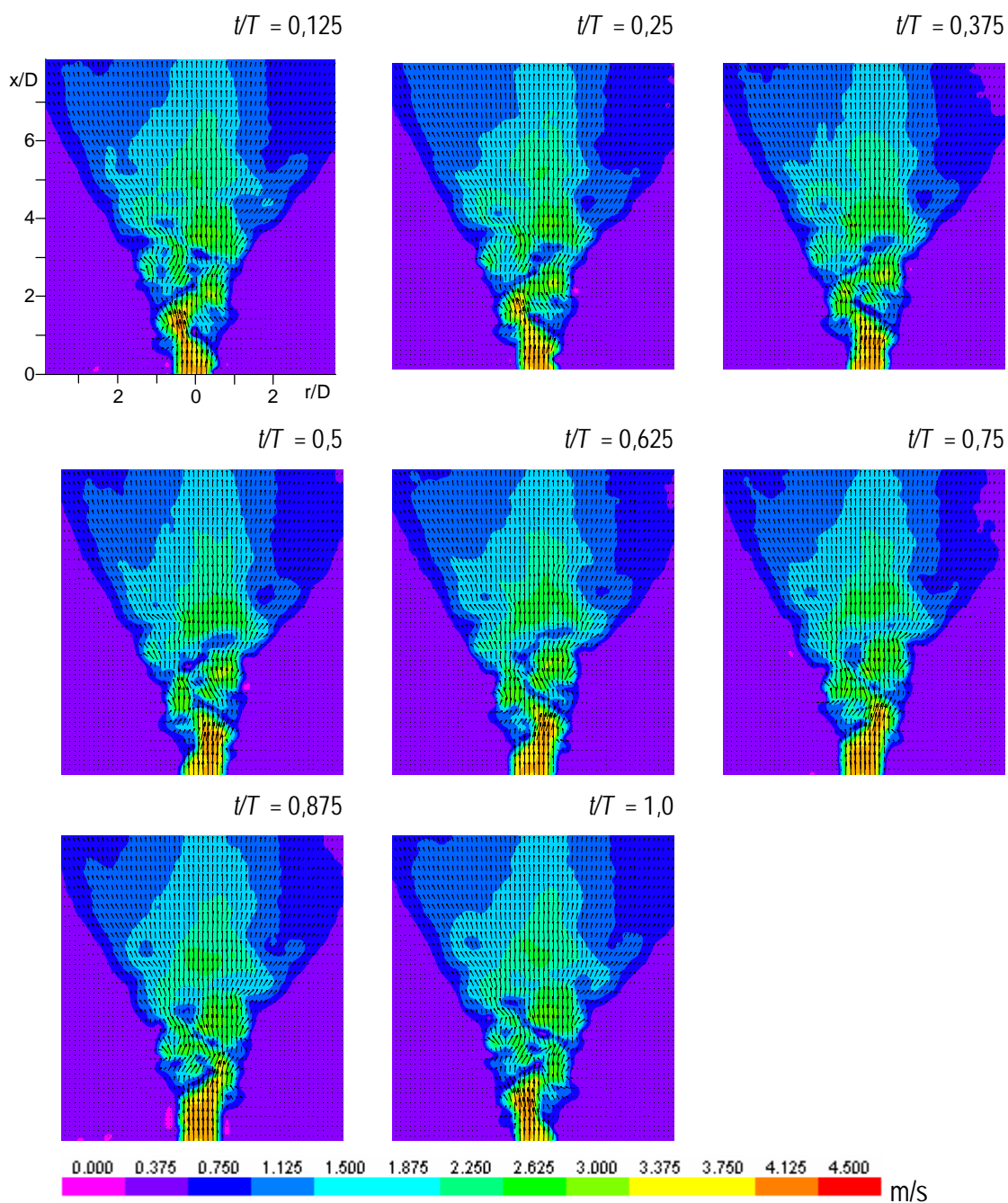
Proud v módech A, B, C a D během cyklu



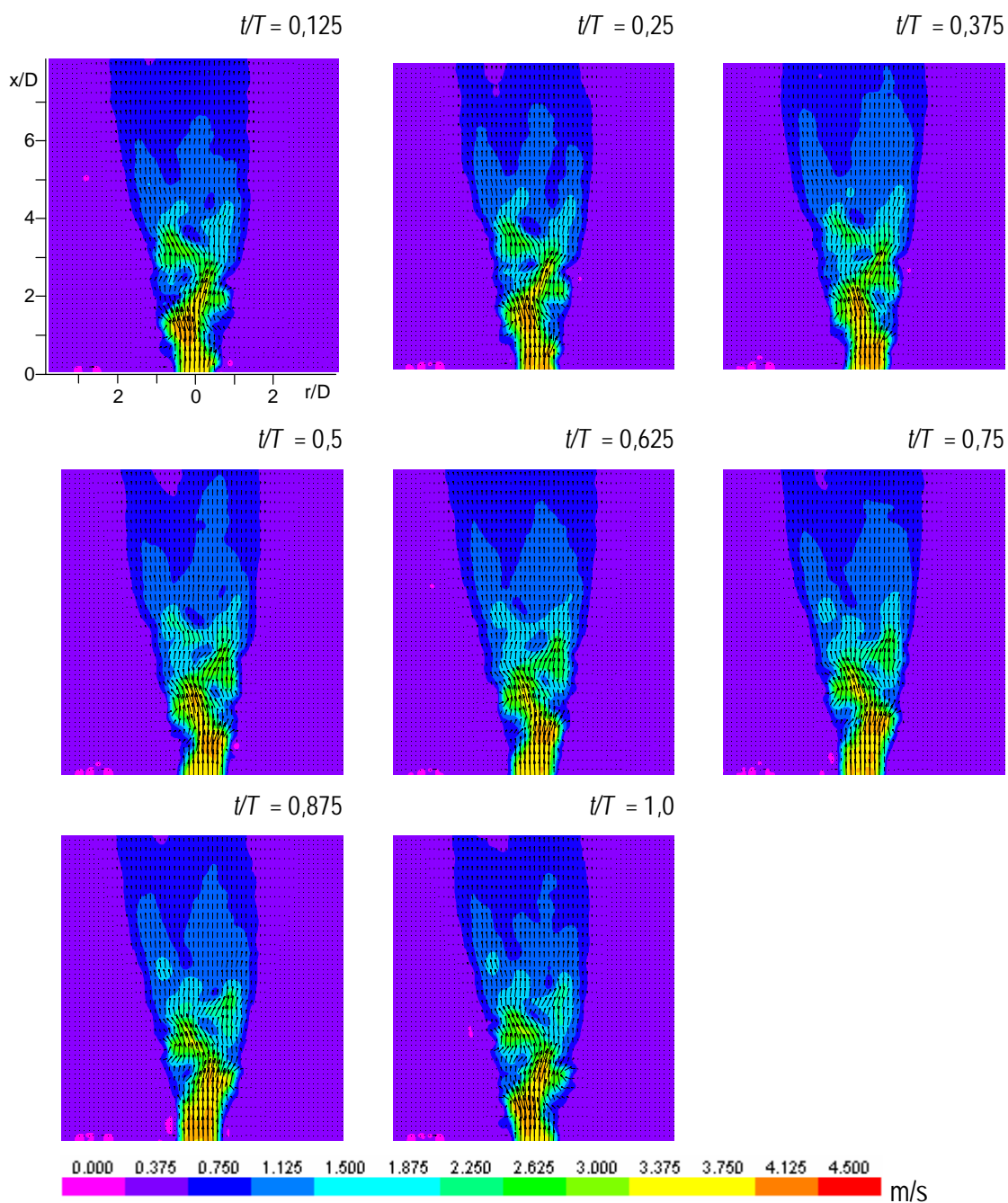
Proud v módu A při $Re = 1600$, $St = 0,32$, $f = 81$ Hz v 8 fázích během jednoho cyklu, vektorové mapy jsou podbarvené rychlostí



Proud v módu B při $Re = 1600$, $St = 0,32$, $f = 81$ Hz v 8 fázích během jednoho cyklu, vektorové mapy jsou podbarvené rychlostí



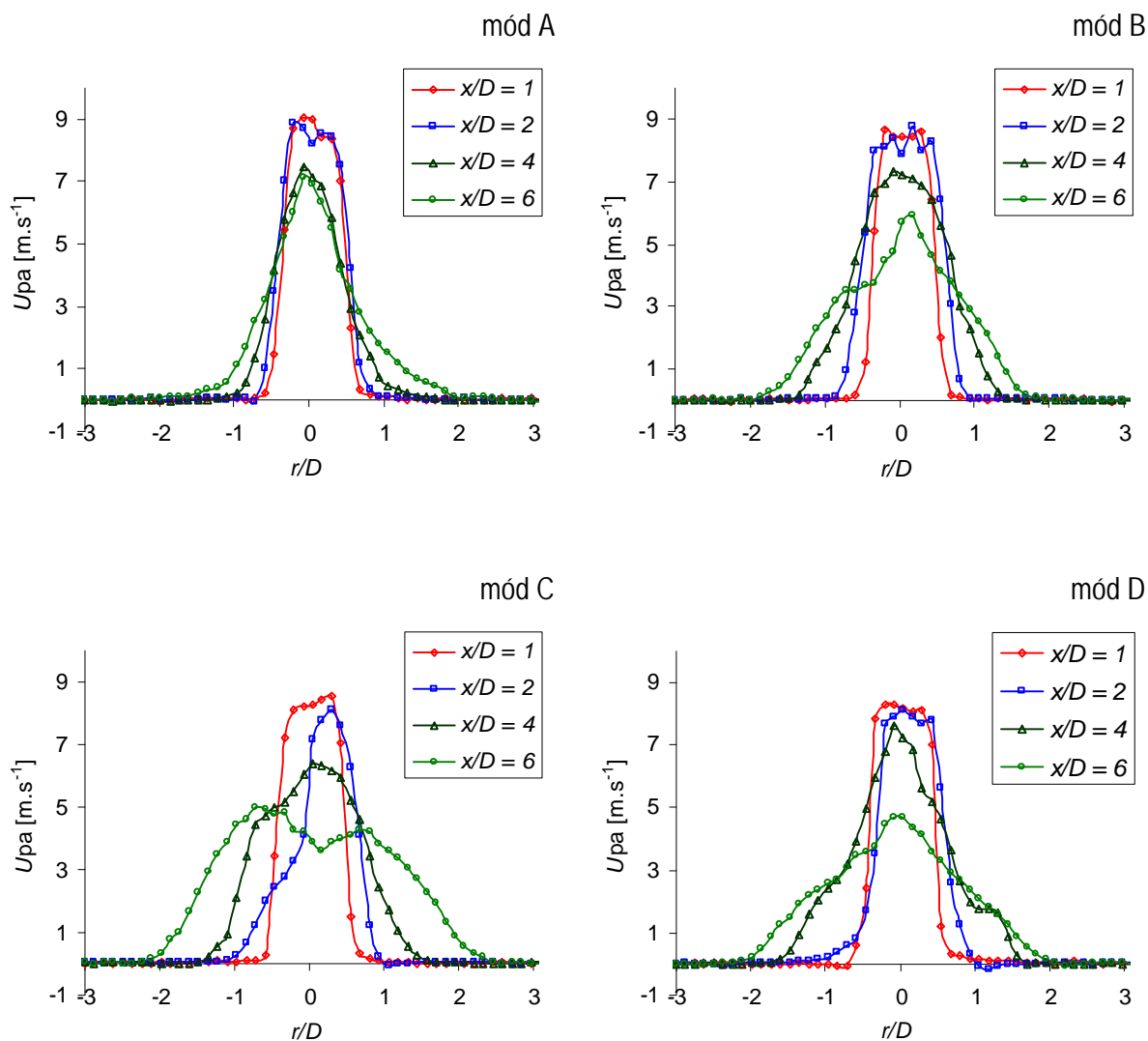
Proud v módu C při $Re = 1600$, $St = 0,32$, $f = 81$ Hz v 8 fázích během jednoho cyklu, vektorové mapy jsou podbarvené rychlostí



Proud v módu D při $Re = 1600$, $St = 0,32$, $f = 81$ Hz v 8 fázích během jednoho cyklu, vektorové mapy jsou podbarvené rychlostí

Příloha III

Doplnění výsledků k obr. 5.3-3 – rychlostní profily pro $f = 190$ Hz, $Re = 5000$, $St = 0,24$

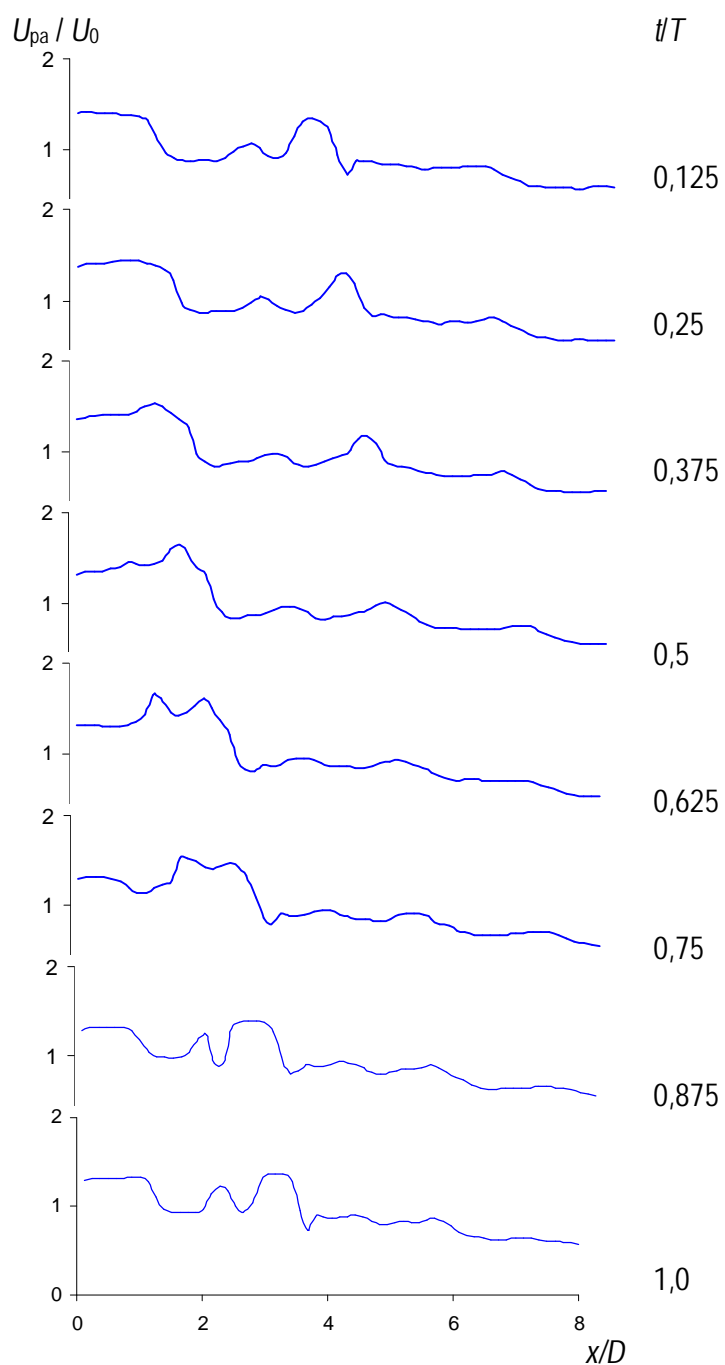


Profil proudu v módech A, B, C, D při $f = 190$ Hz, $St = 0,24$, $t/T = 0,25$ ve vzdálenosti $x/D = 1; 2; 4$ a 6 nad tryskou, $Re = 5000$

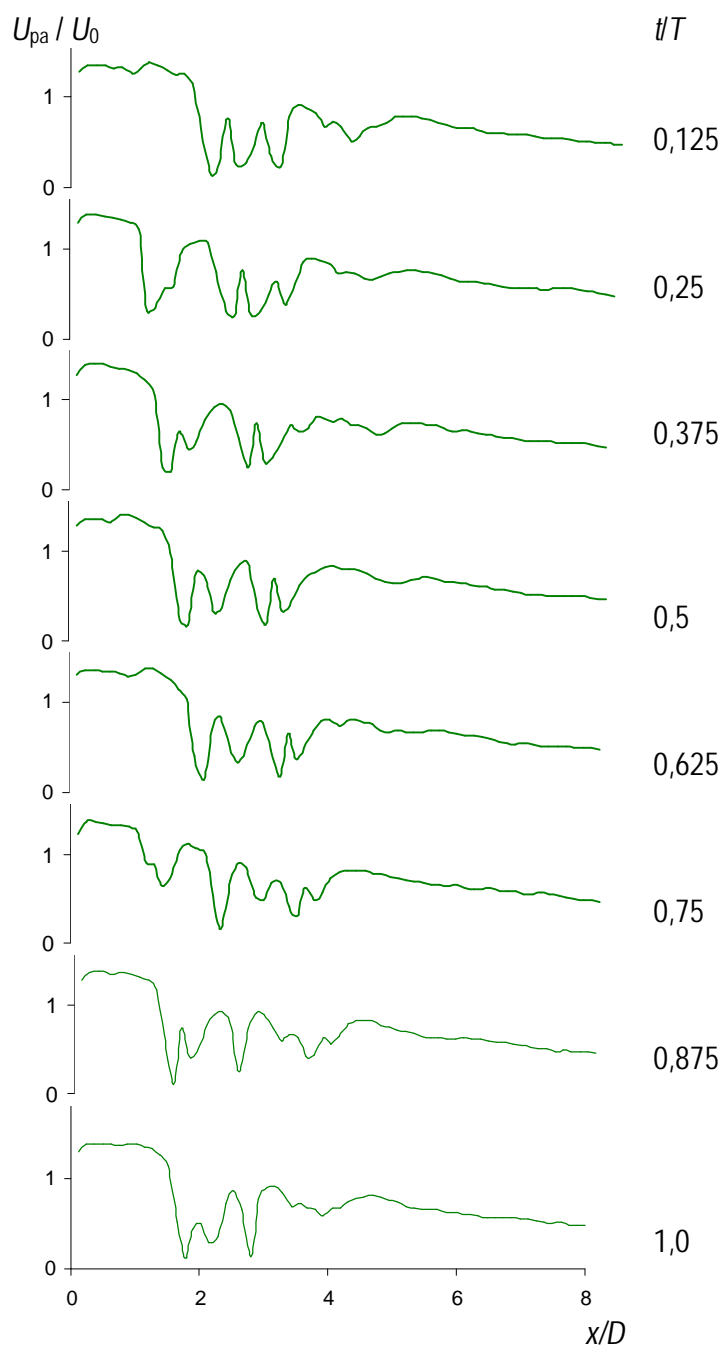
Příloha IV

Změny rychlosti v ose trysky v průběhu jednoho cyklu v módech B a C.

Módy A a D jsou zobrazeny na obr. 5.3-5 a 5.3-6 v textu.



Změna rychlosti na ose trysky v průběhu jednoho cyklu, mód B, $f = 81$ Hz, $Re = 1600$

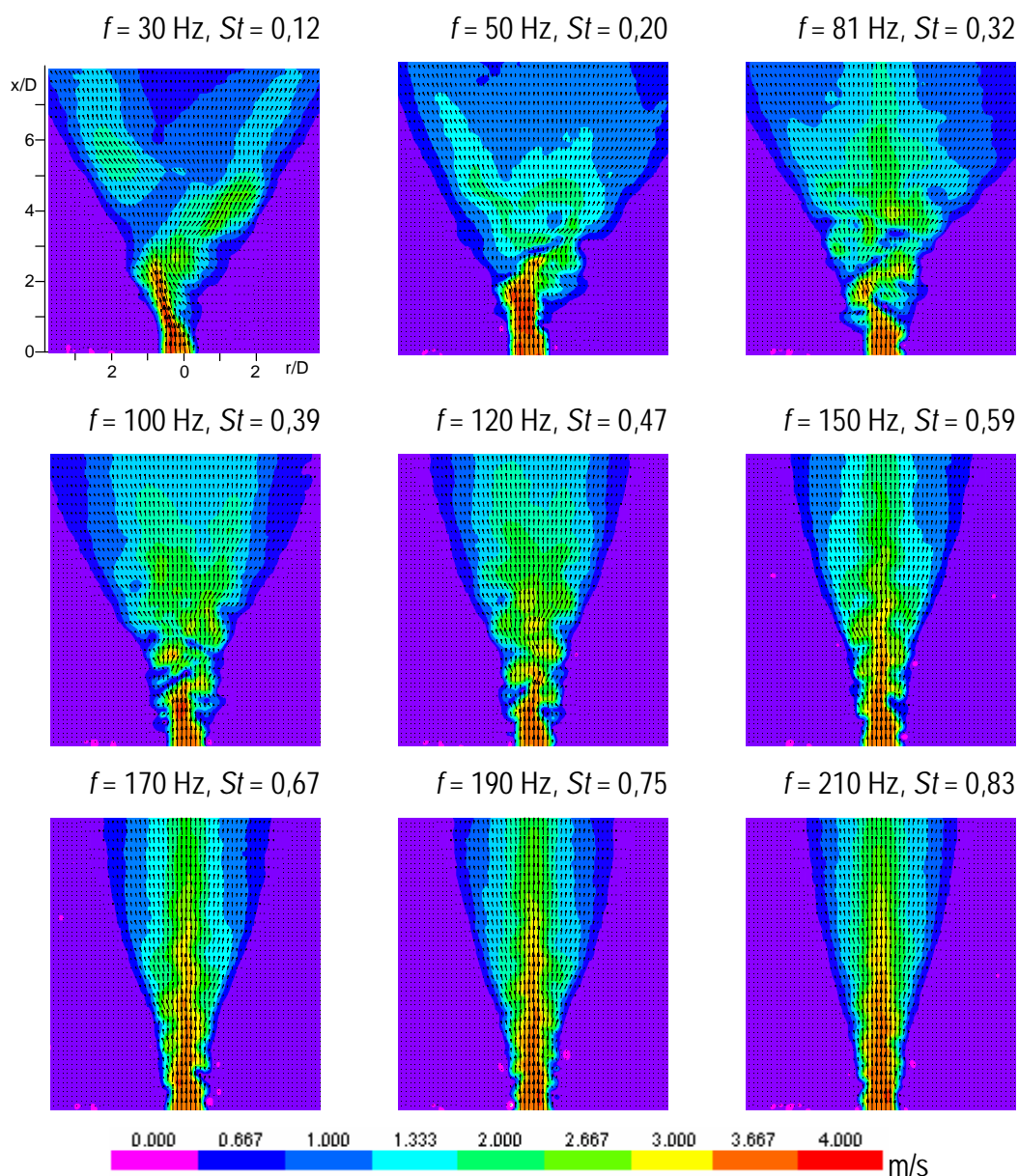


Změna rychlosti na ose trysky v průběhu jednoho cyklu, mód C, $f = 81$ Hz, $Re = 1600$

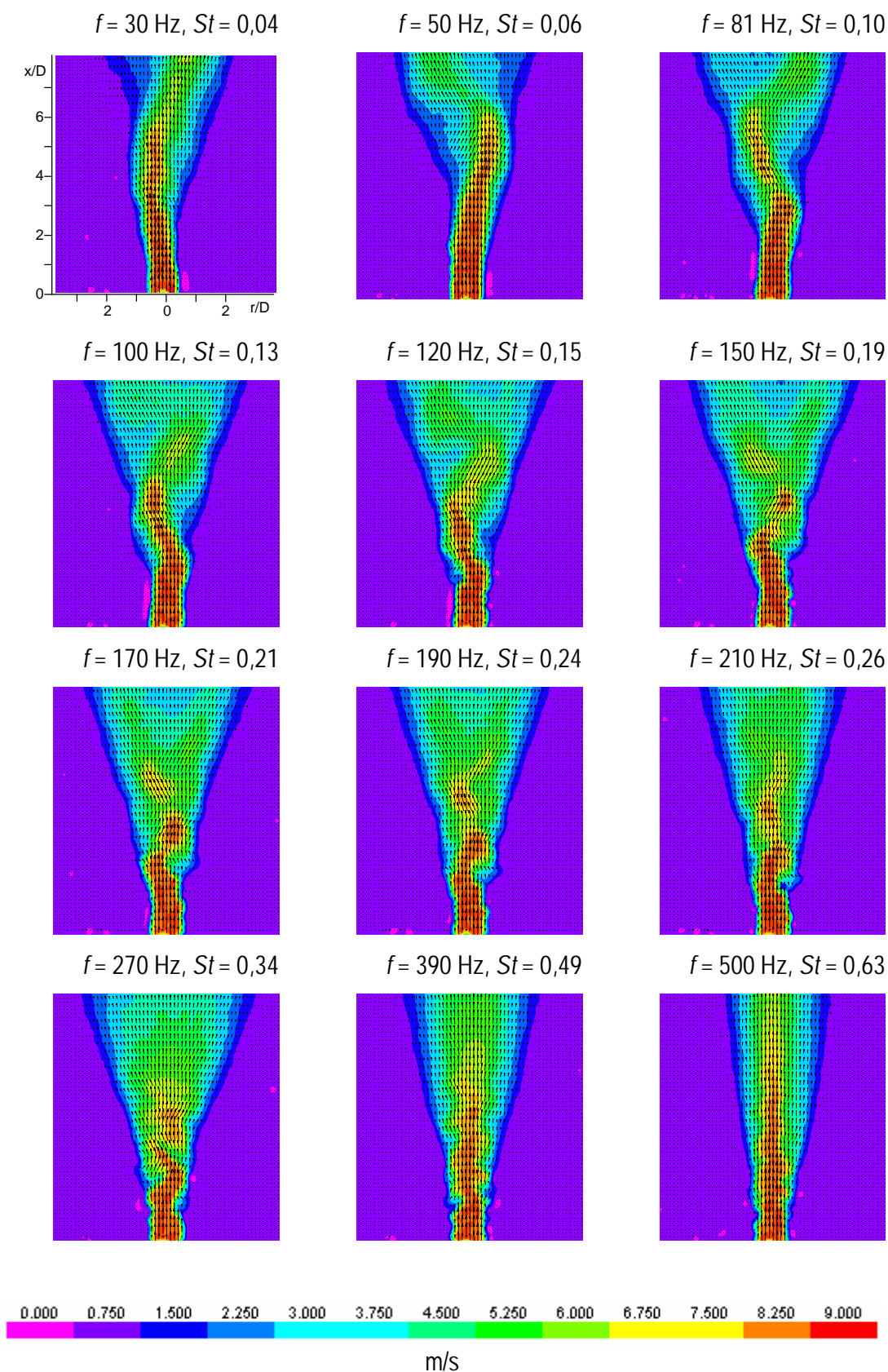
Příloha V

Bifurkační rozšíření v závislosti na frekvenci oscilací řídicích proudů

Doplnění obrázků 5.3-10 a 5.3-11 o všechny měřené frekvence



Proud v módu C při $Re = 1600$, $t/T = 0,25$ a různých frekvencích oscilací řídicích proudů, vektorové mapy jsou podbarvené rychlostí



Proud v módu C při $Re = 5000$, $t/T = 0,25$ a různých frekvencích oscilací řídících proudů, vektorové mapy jsou podbarvené rychlostí